

# **Kapazitätsgrenzen digitaler optischer Übertragungssysteme**

**Christian Kurtzke**

**vom Fachbereich 12 für Elektrotechnik  
der Technischen Universität Berlin  
zur Verleihung des akademischen Grades**

**Doktor-Ingenieur**

**genehmigte Dissertation**





4 Ua 8205

**Tag der wissenschaftlichen Aussprache** : 13.03.1995

**Vorsitzender des Prüfungsausschusses** : Prof. Dr.-Ing. Peter Noll

**1. Bericht** : Prof. Dr.-Ing. Klaus Petermann

**2. Bericht** : Priv.-Doz. Dr. rer. nat. Hans G. Weber

## Vorwort

Zu Beginn des Jahres 1992 wurde die von AT&T geplante und installierte Transatlantikverbindung TAT9 in Betrieb genommen. Diese ermöglicht über eine Distanz von ca. 6000 km die simultane Übertragung von 80.000 Sprachkanälen zwischen Frankreich, England, Spanien und dem amerikanischen Kontinent. Die Informationsübertragung erfolgt durch PHOTONIK – statt elektrischer Sendeoszillatoren und herkömmlicher Kupferkabel werden Halbleiterlaser und Quarzglasfasern eingesetzt. Während in diesem Kommunikationssystem die Signalregeneration noch durch 3R-Repeater erfolgt, die eine mehrfache elektrooptische Wandlung vornehmen, begann AT&T in Kooperation mit der japanischen Auslandsfernmeldegesellschaft KDD die Planung einer Transpazifikverbindung, bei der

Zur Durchführung der hier zusammengefaßten Untersuchungen wurde der Autor von der SIEMENS AG, Berlin, München, durch Vergabe eines Ernst-von-Siemens-Stipendiums gefördert.

Ferner wurden Teile dieser Arbeit durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) im Rahmen des Leibniz-Programms unterstützt sowie durch den Bundesminister für Forschung und Technologie der Bundesrepublik Deutschland und der Stadt Berlin im Rahmen des nationalen Photonik-Programms (Vertrag 01 BS 202/4).

Lage, den in den nächsten Jahrzehnten anfallenden Kommunikationsbedarf zu decken. Es stellt sich folglich die Frage nach Sinn und Zweck einer Studie, welche die Untersuchung der Kapazitätsgrenzen digitaler optischer Übertragungssysteme zum Ziel hat. Deutlich wird die Zweckmäßigkeit einer solchen Untersuchung jedoch anhand der Abschätzung einer sinnvollen Kapazität  $C_s$ , die wie folgt definiert ist:

$$C_s := U \cdot B \cdot \eta \quad [\text{bit/s}]$$

wobei  $U$  die Anzahl der Nutzer (Haushalte und Unternehmungen) eines Kommunikationssystems ist,  $B$  die Bitrate des Übertragungssystems bezeichnet und  $\eta$  den Auslastungsfaktor symbolisiert, der angibt, wieviel Teilnehmern gleichzeitig der Zugriff ermöglicht ist. Möchte man nun Aussagen über die sinnvolle Kapazität des Kommunikationsnetzwerkes des 21. Jahrhunderts vornehmen, so ist die Entwicklung der drei Faktoren  $U$ ,  $B$  und  $\eta$  zu prognostizieren. Diese wird in komplizierter Weise durch folgende, miteinander in Wechselwirkung stehende Einflußgrößen determiniert:

- technologischer Fortschritt, d.h. Erschaffung von Kommunikationsmöglichkeiten
- kreatives Fortschreiten, d.h. Forderung und Verwirklichung von Ideen zur Nutzung des bereitgestellten Kommunikationspotentials

Zur Durchführung der hier zusammengefaßten Untersuchungen wurde der Autor von der  
STIEMENS AG, Berlin, München, durch Vergabe eines Ferner von Siemens-Stipendiums  
gefördert.

Ferner wurden Teile dieser Arbeit durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG)  
im Rahmen des Leibniz-Programms für die Förderung der Grundlagenforschung im Bereich  
Technik und Technologie der Bundesrepublik Deutschland und der Stadt Berlin im Rahmen  
des nationalen Photonik-Programms (Vertrag 01 BS 202/4)

Gewidmet  
meinen Eltern und Dieter Marcuse

Tag der wissenschaftlichen Aussprache : 13.03.1995

Vorsitzender des Prüfungsausschusses : Prof. Dr.-Ing. Peter Noll

1. Berichtler : Prof. Dr.-Ing. Klaus Patemann

2. Berichtler : Priv. Doz. Dr. rer. nat. Hans G. Weber



## Vorwort

Zu Beginn des Jahres 1992 wurde die von AT&T geplante und installierte Transatlantikverbindung TAT9 in Betrieb genommen. Diese ermöglicht über eine Distanz von ca. 6000 km die simultane Übertragung von 80.000 Sprachkanälen zwischen Frankreich, England, Spanien und dem amerikanischen Kontinent. Die Informationsübertragung erfolgt durch PHOTONIK – statt elektrischer Sendeoszillatoren und herkömmlicher Kupferkabel werden Halbleiterlaser und Quarzglasfasern eingesetzt. Während in diesem Kommunikationssystem die Signalregeneration noch durch 3R-Repeater erfolgt, die eine mehrfache elektrooptische Wandlung vornehmen, begann AT&T in Kooperation mit der japanischen Auslandsfernmeldegeseellschaft KDD die Planung einer Transpazifikverbindung, bei der Erbium-dotierte faseroptische Verstärker (EDFAs) diese relativ aufwendige Konversion ersetzen sollen. Angestrebt ist eine Kapazität von 200.000 simultanen Sprachkanälen. Bereits auf der *Conference on Optical Fiber Communications* (OFC) 1993 wurde eine repeaterfreie Datenübertragung über 9000 km bei einer Bitrate von 10 Gbit/s mit Hilfe von 274 kaskadierten EDFAs vorgestellt. Dies entspricht einem Bitrate-Länge-Produkt von 90 Tbit/s·km.

Derartig beeindruckende, heute schon erreichbare Übertragungsergebnisse suggerieren die Vorstellung, die optische Nachrichtentechnik sei bereits in der Lage, den in den nächsten Jahrzehnten anfallenden Kommunikationsbedarf zu decken. Es stellt sich folglich die Frage nach Sinn und Zweck einer Studie, welche die Untersuchung der Kapazitätsgrenzen digitaler optischer Übertragungssysteme zum Ziel hat. Deutlich wird die Zweckmäßigkeit einer solchen Untersuchung jedoch anhand der Abschätzung einer sinnvollen Kapazität  $C_s$ , die wie folgt definiert sei

$$C_s := U \cdot B \cdot \eta \text{ [bit/s]},$$

wobei  $U$  die Anzahl der Nutzer (Haushalte und Unternehmungen) eines Kommunikationssystems ist,  $B$  die Bitrate des Übertragungssystems bezeichnet und  $\eta$  den Auslastungsfaktor symbolisiert, der angibt, wieviel Teilnehmern gleichzeitig der Zugriff ermöglicht ist. Möchte man nun Aussagen über die sinnvolle Kapazität des Kommunikationsnetzwerkes des 21. Jahrhunderts vornehmen, so ist die Entwicklung der drei Faktoren  $U$ ,  $B$  und  $\eta$  zu prognostizieren. Diese wird in komplizierter Weise durch folgende, miteinander in Wechselwirkung stehende Einflußgrößen determiniert:

- technologischer Fortschritt, d.h. Erschaffung von Kommunikationsmöglichkeiten
- kreatives Fortschreiten, d.h. Findung und Verwirklichung von Ideen zur Nutzung des bereitgestellten Kommunikationspotentials

- volkswirtschaftliche Bedeutung der Kommunikationstechnologien
- Kosten von Invention und Innovation neuartiger Technologien
- sozio-kulturelles Umfeld und politische Entscheidungen
- von spezifischer sozio-kultureller Organisationsstruktur unabhängiges Bestreben der gesellschaftlichen Weiterentwicklung und der damit verbundenen Reifung

Ogleich sich die Entwicklung der einzelnen Länder unterschiedlich dynamisch vollzieht, zeichnet sich doch ein internationaler Trend zur Realisierung eines globalen optischen Äthers ab, den man mit Schlagworten wie „Photonics-through-the-Network“, „Optical Ether“ oder auch „Global Network“ belegt. Die individuellen Entwicklungstendenzen zusammenfassend lautet der strategische Leitgedanke von AT&T:

*Jeder soll jederzeit und überall mit jedem kommunizieren können.*

Während zur Versorgung mobiler Teilnehmer Funknetze unerlässlich sind, kommt der Glasfaserübertragung die Schlüsselrolle bei der Verbindung stationärer Zentralen und Teilnehmer in diesem Szenario zu. Der stärkste Vortrieb wird in Japan geleistet, wo bis zum Jahr 2015 eine 100%ige Verkabelung aller Haushalte durch Glasfasern angestrebt ist. Mithin ist eine deutliche Erhöhung der Anzahl  $U$  miteinander in Kontakt tretender Individuen zu erwarten.

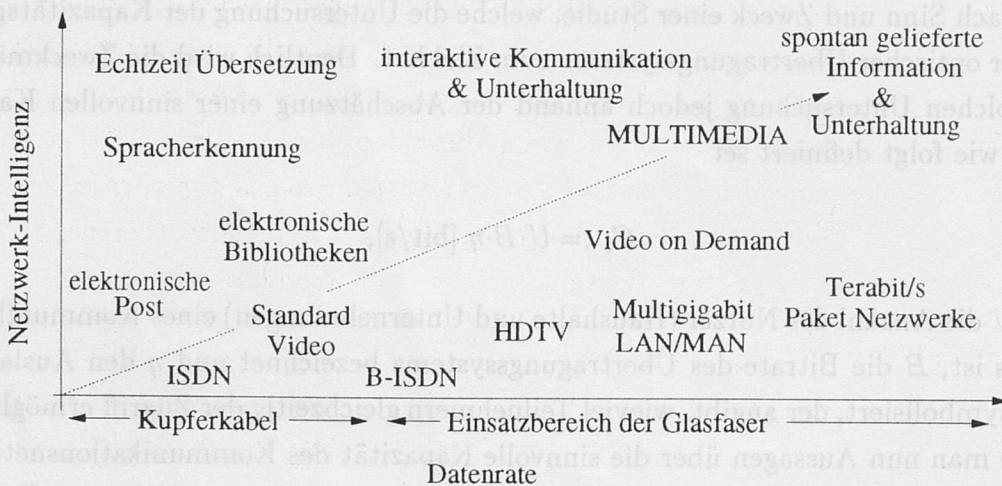


Abbildung 0.1: Qualitative Einordnung der Kapazitätsanforderungen moderner Dienste

Eine katalysatorische Wirkung auf diese Erhöhung wird durch die einsetzende mehrdimensionale Veränderung der angebotenen Dienste erwirkt: Zum einen erfolgt eine *physikalische Integration* bislang getrennter Dienste in einem Netz (B-ISDN). Begleitend findet eine *logisch-kreative* Verknüpfung medial restringierter Anwendungen zu multimedialen



Applikationen statt. Diese Entwicklung, die erst durch den dynamischen Fortschritt der Mikroelektronik während der letzten zehn Jahre ermöglicht wurde, hat neben den gesellschaftlichen Auswirkungen auch entscheidende Konsequenzen hinsichtlich der geforderten Leistungsfähigkeit zukünftiger optischer Übertragungssysteme (siehe Abbildung 0.1).

Während unterschiedliche Studien vom Postulat einer evolutionären Entwicklung (Telefonie, Bildtelefonie à 64 kbit/s, Bewegtbildübertragung, multimediale Übertragung) ausgehen, die ein sukzessives Adaptieren der Netzkapazität an den steigenden Bedarf erlaubt, wird die Möglichkeit einer revolutionären Nachfrageentwicklung als unwahrscheinlich erachtet. Dabei wird dem in jüngster Zeit einsetzenden multimedialen Boom jedoch nur wenig Bedeutung beigemessen. Erfährt der Mensch alltäglich am Arbeitsplatz die Vielseitigkeit multimedialer Applikationen und lernt diese ebenfalls als Konsument nutzen, so neigt er dazu, den gewohnten Status vollständig auf den häuslichen Privatbereich zu übertragen. Seine Anforderungen ließen sich dann mit relativ unbefriedigenden Diensten wie Bildtelefonie à 64 kbit/s kaum erfüllen. Dennoch lassen beide Alternativen (evolutionär wie revolutionär) eindeutig einen starken Anstieg der zu übertragenden Bitraten  $B$  erwarten. Es muß jedoch erwähnt werden, daß dieser Tendenz die ebenfalls zügig fortschreitende Entwicklung von Kodierungsverfahren entgegenwirkt, die durch Redundanzreduktion eine Verminderung der erforderlichen Datenmenge erzielen.

Schließlich wird sich auch der Auslastungsfaktor  $\eta$  deutlich erhöhen, da durch das Bereitstellen von Kommunikationspotential nicht nur der Wunsch sondern ebenfalls der reale Nutzungsbedarf steigt. Dies wird sich zunächst in der Geschäftswelt zeigen: Wo bislang Projekte gewisser Komplexität ausschließlich lokal gebunden bearbeitet werden konnten, ist nunmehr eine regional ausgedehnte Kooperation, bis hin zur Internationalisierung möglich. Hieraus könnte eine neue Qualität von Zusammenarbeit erwachsen. Diese Extension der Kontakte und Märkte wird sich langfristig auch im Privatbereich bemerkbar machen, woraus sich ein deutlicher Nachfrageschub ableiten läßt.

Zusammenfassend können wir schließen, daß eine an heutigen Bedürfnissen gemessene sinnvolle Kapazität  $C_s$  allenfalls als Orientierungshilfe, nicht jedoch als Zielvorgabe Verwendung finden darf. Vielmehr ist zu erwarten, daß die tatsächlich sinnvolle Kapazität weitaus höher liegen wird.

Für die konkrete physikalische Realisierung zukünftiger optischer Übertragungssysteme ergeben sich daraus mehrere Forderungen:

- Flexibilität, d.h. die maximal erreichbare Kapazität ist groß genug, um langfristig ein graziles Wachsen (engl: Graceful Growth) des Netzes zu gewährleisten, ohne daß entscheidende technologische Veränderungen vorgenommen werden müssen



- Transparenz, d.h. in gewissem Rahmen Unabhängigkeit des Übertragungswegs von der Bitrate und vom Modulationsformat, als Garant für Flexibilität
- Universalität, d.h. Eignung der Basistechnologien zum Einsatz in lokalen (LAN) wie auch in weiter ausgedehnten Netzen (MAN, WAN).
- Möglichkeit des bidirektionalen Datenaustauschs, um unmittelbar auf Bedürfnisse der Nutzer eines Dienstes, bei kommerziellen Diensten die Kunden, reagieren zu können (siehe beispielsweise *Video-on-Demand*)

Um den zukünftigen Kommunikationsbedarf zu befriedigen, müssen Systemkonzepte erforscht und entwickelt werden, welche die oben genannten Anforderungen erfüllen. Doch nur durch eine wissenschaftliche, vergleichende Untersuchung dieser Übertragungskonzepte können rationale Entscheidungskriterien gewonnen werden, die technologisch objektive Aussagen über Vor- und Nachteile und damit auch wirtschaftlich über die zu erwartende Rentabilität der Investitionen für die jeweiligen Strategien ermöglichen. Als Oberziel dieser Studie kann demnach die *physikalisch-orientierte, wissenschaftliche Suche nach der technisch und wirtschaftlich optimalen Netzwerk-Evolution* formuliert werden. Während eine Vielzahl von Arbeiten und Veröffentlichungen eine ähnliche Fragestellung im Hinblick auf die Organisation und die intelligente Verwaltung von Netzwerken untersuchten, liefert die vorliegende Arbeit einen wesentlichen, ergänzenden Beitrag auf der physikalischen Ebene der optischen Nachrichtenübertragung.

Berlin, im August 1994

Christian Kurtzke

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>I</b>	<b>Grundlagen der Systembetrachtungen</b>	<b>9</b>
<b>2</b>	<b>Übertragungsverfahren</b>	<b>10</b>
2.1	Optischer Zeit- und Frequenzmultiplex . . . . .	10
2.2	Modulationsverfahren . . . . .	12
2.2.1	Amplitude-Shift Keying und Intensitätsmodulation . . . . .	12
2.2.2	Continuous-Phase Frequency-Shift Keying . . . . .	16
2.2.3	Differential Phase-Shift Keying . . . . .	19
2.3	Technische Realisierung der Modulation . . . . .	21
2.3.1	Direkte Modulation . . . . .	21
2.3.1.1	Chirp . . . . .	21
2.3.1.2	FM-Charakteristik und Residualamplitudenmodulation . . . . .	25
2.3.2	Externe Modulation . . . . .	26
2.3.2.1	Linearer elektrooptischer Effekt zur externen Phasenmodulation . . . . .	27
2.3.2.2	Mach-Zehnder Modulatoren . . . . .	28
2.3.2.3	Elektroabsorptionsmodulatoren . . . . .	30
2.4	Detektionsverfahren . . . . .	31
2.4.1	Direkte Detektion . . . . .	32
2.4.2	Kohärente Detektion . . . . .	34
<b>3</b>	<b>Gütekriterien optischer Übertragungssysteme</b>	<b>37</b>
3.1	Bitfehlerratenkurve . . . . .	37
3.1.1	Definition, Bedeutung und meßtechnische Ermittlung . . . . .	37
3.1.2	Analytische Berechnung . . . . .	41
3.2	Signal-Rauschabstand . . . . .	44
3.2.1	Einführung des $Q_{el}$ -Faktors . . . . .	44
3.2.2	Meßtechnische Bestimmung des $Q_{el}$ -Faktors . . . . .	45

3.3	Bitfehlerraten-Penalty . . . . .	46
3.4	Augendiagramme . . . . .	49
3.4.1	Qualitative Interpretation von Augendiagrammen . . . . .	49
3.4.2	Quantitative Auswertung von Augendiagrammen . . . . .	52
3.4.2.1	Eye-Opening-Penalty . . . . .	52
3.4.2.2	Absolute Bestimmung des $Q_{el}$ -Faktors . . . . .	53
3.4.2.3	Jitter und Phase Margin . . . . .	53

## II Lineare Grenzen faseroptischer Übertragungssysteme 55

4	Faserdämpfung und Systemempfindlichkeit . . . . .	56
4.1	Phänomenologische Einführung der Dämpfung . . . . .	56
4.2	Physikalische Ursachen der Dämpfung . . . . .	57
4.2.1	Rayleigh-Streuung . . . . .	57
4.2.2	Absorption . . . . .	57
4.3	Akustische und optische Phononen . . . . .	59
4.4	Vergleich der Empfindlichkeiten unterschiedlicher Systemkonzepte . . . . .	60
4.4.1	Ultimative Begrenzung durch Quantenrauschen . . . . .	60
4.4.2	Theoretischer Vergleich der Empfindlichkeiten direkter und kohärenter Detektion . . . . .	63
4.4.3	Erwarteter Unterschied kommerzieller Systeme . . . . .	66
5	Dispersion der Glasfaser . . . . .	68
5.1	Dispersionsarten . . . . .	68
5.1.1	Intermode-Dispersion . . . . .	68
5.1.1.1	Strahlenoptische Betrachtung der Stufenprofilfaser . . . . .	68
5.1.1.2	Übergang zur Gradientenprofilfaser . . . . .	70
5.1.1.3	Wellenoptische Betrachtung . . . . .	71
5.1.2	Intramode-Dispersion . . . . .	74
5.1.2.1	Materialdispersion . . . . .	74
5.1.2.2	Wellenleiterdispersion . . . . .	76
5.1.2.3	Überlagerung von Material- und Wellenleiterdispersion . . . . .	78
5.1.3	GVD-Koeffizienten erster und zweiter Ordnung . . . . .	80
5.1.4	Polarisationsdispersion . . . . .	82
5.2	Wellengleichung für lineare, dispersive Medien . . . . .	83



5.3 Meßtechnische Bestimmung der Dispersionskoeffizienten . . . . . 87

5.4 Pulsausbreitung in dispersiven Glasfasern . . . . . 89

5.4.1 Perturbationsanalyse . . . . . 91

5.4.1.1 Propagation von Gaußpulsen . . . . . 94

5.4.1.2 Propagation nicht-gaußförmiger Signalpulse . . . . . 98

5.4.1.3 Einfluß der spezifischen Pulsform . . . . . 105

5.4.2 Einfluß von Vorchirp . . . . . 107

5.4.3 Ausbreitung winkelmodulierter Signale . . . . . 113

5.5 Dispersionsgrenzen unkompensierter Systeme . . . . . 121

5.5.1 Analytische Berechnung der Skalierungsvorschrift . . . . . 121

5.5.2 Numerische Bestimmung der Grenzen . . . . . 122

5.5.3 Konsequenzen für zukünftige Übertragungssysteme . . . . . 124

**6 Optische Verstärker . . . . . 127**

6.1 Physikalische Grundlagen . . . . . 128

6.2 Technische Realisierung . . . . . 130

6.2.1 Halbleiterlaserdiodenverstärker . . . . . 130

6.2.2 Faserverstärker . . . . . 134

6.3 Spontanes Emissionsrauschen . . . . . 139

6.3.1 Rauschen eines optischen Verstärkers . . . . . 139

6.3.2 Rauschakkumulation in Verstärkerketten . . . . . 142

6.4 Bandbreite optischer Verstärkerketten . . . . . 150

6.5 Analytische Quantifizierung der Systemgrenzen . . . . . 153

6.5.1 Minimal notwendige optische Leistung als Funktion des geforderten optischen Signal-Rauschabstands . . . . . 153

6.5.2 Übergang zum elektrischen Signal-Rauschabstand . . . . . 156

6.5.2.1 – bei direkter Detektion . . . . . 156

6.5.2.2 – bei kohärenter Detektion . . . . . 161

**III Faseroptische Nichtlinearitäten . . . . . 163**

**7 Mathematische Beschreibung der nichtlinearen, dispersiven Glasfaser 164**

7.1 Exakte nichtlineare Wellengleichung . . . . . 167

7.2 Aufspaltung des Gesamtkomplexes *Faseroptische Nichtlinearitäten* . . . . . 169

7.2.1 Einführung nichtlinearer Einzeleffekte . . . . . 169

7.2.2	Zuordnung der Einzeleffekte zum Real- und Imaginärteil der nichtlinearen Suszeptibilität . . . . .	171
7.2.2.1	Real- und Imaginärteil der komplexen dielektrischen Verschiebungsdichte . . . . .	171
7.2.2.2	Auswertung für ein optisches Einkanalssystem . . . . .	176
7.2.2.3	Erweiterung auf zwei optische Kanäle . . . . .	179
7.3	Generalisierte Schrödingergleichung . . . . .	190
7.3.1	Intuitive Ableitung . . . . .	191
7.3.2	Formal exakte Ableitung . . . . .	193
7.3.3	Lösungsverfahren . . . . .	201
7.3.3.1	Numerisches Split-Step Verfahren . . . . .	202
7.3.3.2	Analytische Berechnungen . . . . .	205
<b>8</b>	<b>Charakteristische Größen der Nichtlinearitäten</b>	<b>207</b>
8.1	Einführung des Nichtlinearitätskoeffizienten . . . . .	207
8.2	Effektive Fläche . . . . .	210
8.2.1	Bestimmung der effektiven Fläche . . . . .	210
8.2.1.1	Analytische Berechnung . . . . .	210
8.2.1.2	Numerische Ermittlung . . . . .	211
8.2.2	Bedeutung für das Design moderner Lichtwellenleiter . . . . .	212
8.3	Effektive Länge . . . . .	214
8.4	Dispersions- und Nichtlinearitätslänge . . . . .	218
<b>9</b>	<b>Selbstphasenmodulation</b>	<b>224</b>
9.1	Physikalische Grundlagen . . . . .	224
9.2	Entwicklung einer Ersatzkonfiguration für die nichtlineare, dispersive Glasfaser . . . . .	228
9.2.1	Selbstphasenmodulation in nichtdispersiven Medien . . . . .	228
9.2.1.1	Modellierung als örtlich-verteilt aufgebauter Selbstchirp . . . . .	228
9.2.1.2	Abhängigkeit des Chirps von der spezifischen Signalform . . . . .	230
9.2.2	Modellierung des Zusammenspiels von Selbstphasenmodulation und chromatischer Dispersion . . . . .	236
9.2.2.1	Grundlagen und Modellierung von Solitonen . . . . .	236
9.2.2.2	Modellierung der Selbstphasenmodulation als Quasi-Quellchirp bei nonreturn-to-zero-Signalen . . . . .	242



9.3	Analytische Berechnung der Kapazitätsgrenzen intensitätsmodulierter Systeme . . . . .	244
9.3.1	Betrachtung von Systemen mit verteilter Verstärkung . . . . .	245
9.3.2	Erweiterung auf Systeme mit diskreter Verstärkung . . . . .	247
9.4	Auswertung der Systemgrenzen . . . . .	248
9.4.1	Einfluß der Pulsform . . . . .	248
9.4.2	Abhängigkeit von der Dispersion . . . . .	248
9.4.2.1	- bei Übertragung im normalen Dispersionsbereich . . . . .	249
9.4.2.2	- bei Übertragung nahe des Dispersionsminimums . . . . .	262
9.4.2.3	- bei Übertragung im anomalen Dispersionsbereich . . . . .	266
9.5	Einfluß von Vorchirp . . . . .	273
9.6	Modulationsinstabilität . . . . .	277
9.6.1	Gewöhnliche Modulationsinstabilität . . . . .	277
9.6.1.1	Betrachtung eines unmodulierten Trägers . . . . .	277
9.6.1.2	Betrachtung modulierter Signale . . . . .	282
9.6.2	Ungewöhnliche Modulationsinstabilität . . . . .	292
9.7	Erweiterung auf winkelmodulierte Systeme . . . . .	294
<b>10</b>	<b>Stimulierte-Brillouin-Streuung</b>	<b>296</b>
10.1	Nichtlineare Glasfaser als Phononen-Maser . . . . .	296
10.2	Einfluß auf die Systemperformance . . . . .	301
10.2.1	Berechnung der Systemgrenzen . . . . .	303
10.2.1.1	- für monochromatische Signale . . . . .	304
10.2.1.2	- für quasi-monochromatische und modulierte Signale . . . . .	307
<b>IV</b>	<b>Beeinflussung der Kapazitätsgrenzen durch geeignetes Systemdesign</b>	<b>313</b>
<b>11</b>	<b>Konzepte zur Akkomodation der linearen Dispersion</b>	<b>315</b>
11.1	Vorchirp-Verfahren . . . . .	317
11.1.1	Standard Vorverzerrungs- und Vorchirp-Verfahren . . . . .	317
11.1.2	Spezielles Vorchirp-Verfahren: Dispersion-Supported Transmission . . . . .	320
11.1.2.1	Übertragungskonzept bei idealer senderseitiger Frequenzumtastung . . . . .	320
11.1.2.2	Optimierung des senderseitigen Frequenzhubs . . . . .	322



11.1.2.3	Modifikation des Übertragungskonzepts bei direkter Modulation . . . . .	327
11.1.2.4	Optimierung des Empfängerfilters . . . . .	328
11.1.2.5	Erreichbare Empfindlichkeit und Kapazitätsgrenze . . . . .	338
11.2	Kompensation im Basisband bzw. Zwischenfrequenzbereich . . . . .	346
11.3	Voll-optische Dispersionskompensation . . . . .	349
11.3.1	Diskrete Komponenten mit Equalizerfunktion . . . . .	349
11.3.1.1	Kompensation durch optische Allpässe . . . . .	349
11.3.1.2	Kompensation durch Einsektionsfilter . . . . .	352
11.3.1.3	Verbesserung durch Mehrsektionsfilter . . . . .	353
11.3.1.4	Kompensation durch optische Ringresonatoren . . . . .	355
11.3.2	Übergang von diskreter zu verteilter, faseroptischer Dispersionskompensation als Basis transparenter Kommunikationsnetze . . . . .	358
11.3.3	Faseroptische Kompensation durch Ausnutzung höherer Moden . . . . .	360
11.3.4	Faseroptisches Dispersionsmanagement . . . . .	362
11.3.5	Optische Phasenkonjugation . . . . .	365
11.3.5.1	Phasenkonjugation zur Kompensation räumlicher Verzerrungen . . . . .	365
11.3.5.2	Formaler Beweis und Interpretation als Zeitumkehr . . . . .	367
11.3.5.3	Anwendung zur Kompensation dispersiver zeitlicher Verzerrungen . . . . .	368
11.3.5.4	Technische Realisierung optischer Phasenkonjugatoren . . . . .	370
11.3.5.5	Kapazitätsgrenzen der Phasenkonjugation . . . . .	385
11.4	Übersicht experimentell erreichter Ergebnisse . . . . .	386
11.5	Einsetzbarkeit der vorgestellten Konzepte in zukünftigen optischen Übertragungssystemen . . . . .	387
<b>12</b>	<b>Akkommodation der faseroptischen Nichtlinearitäten</b>	<b>388</b>
12.1	Erhöhung der Brillouin-Schwellenwerte . . . . .	389
12.2	Strategie 1: Gezielte Ausnutzung von Nichtlinearität und Vorchirp . . . . .	391
12.2.1	Soliton-Supported Transmission . . . . .	391
12.2.2	Unregenerierte Dispersion-Supported Transmission als Nichtlinearitäts-insensitives Übertragungsverfahren . . . . .	398
12.2.3	Dispersion-Mediated Nonlinearity-Enhanced Transmission als Symbiose von Soliton-Supported und Dispersion-Supported Transmission	401

12.3 Strategie 2: Unterdrückung nichtlinearer Effekte durch	
Faseroptisches Dispersionsmanagement . . . . .	408
12.3.1 Konzept der virtuell-dispersionsfreien Übertragung . . . . .	409
12.3.2 Kriterien zur Optimierung des Dispersionsmanagements für die nicht-	
lineare Datenübertragung . . . . .	411
12.3.2.1 – im Hinblick auf submarine Langstreckenverbindungen . .	413
12.3.2.2 – zur Erweiterung der Kapazität terrestrischer Standard-	
fasersysteme . . . . .	414
12.3.3 Designgrundlagen voll optisch-transparenter Netze . . . . .	424
12.4 Strategie 3: Kompensation faseroptischer Nichtlinearitäten durch Optische	
Phasenkonjugation . . . . .	439
12.4.1 Theorie der Kompensation in der nichtlinearen Glasfaser . . . . .	439
12.4.1.1 – bei Übertragung nahe des Dispersionsminimums . . . . .	439
12.4.1.2 – bei nicht vernachlässigbarer Dispersion . . . . .	440
12.4.2 Systemanforderungen effizienter Phasenkonjugation . . . . .	442
12.4.2.1 Analytische Abschätzung des maximal zulässigen Verstärker-	
abstands . . . . .	442
12.4.2.2 Anomaler gegenüber normalem Dispersionsbereich . . . . .	444
12.4.3 Designgrundlagen terrestrischer Hochgeschwindigkeitssysteme auf	
der Basis optischer Phasenkonjugation . . . . .	445
12.4.4 Systemvergleiche . . . . .	453
12.4.4.1 Optische Phasenkonjugation gegenüber elektrooptischer Re-	
generation . . . . .	453
12.4.4.2 Optische Phasenkonjugation im Vergleich zur Dispersion-	
Supported und zur Dispersion-Mediated Nonlinearity-Enhanced	
Transmission . . . . .	454
12.4.4.3 Vergleich der Performance Optischer Phasenkonjugation	
gegenüber Faseroptischem Dispersionsmanagement . . . . .	456
12.4.4.4 Vor- und Nachteile gegenüber Solitonentransmission . . . .	460
12.4.5 Experimentelle Systemuntersuchungen . . . . .	463
12.4.5.1 Theoretische Konzeptionierung des Experiments . . . . .	463
12.4.5.2 Durchführung des Experiments und Diskussion der Ergeb-	
nisse . . . . .	465

<b>13 Übergang vom optischen Ein- zum Mehrkanalsystem</b>	<b>473</b>
13.1 Abschätzung der ultimativen Kapazität nichtlinearer faseroptischer Systeme	474
13.2 Diskussion der Ergebnisse und Übergang zum diskreten, binär-kodierten Mehrkanalsystem . . . . .	496
13.3 Untersuchung eines 100 Gbit/s-1000 km Mehrkanalsystems auf Standardfaser	508
<b>14 Zusammenfassung</b>	<b>515</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>522</b>
<b>Anhang A: Akronymverzeichnis</b>	<b>534</b>
<b>Anhang B: Danksagung</b>	<b>535</b>
<b>Anhang C: Übersicht der Veröffentlichungen</b>	<b>537</b>
<b>Anhang D: Angemeldete Patente</b>	<b>539</b>
<b>Anhang E: Lebenslauf</b>	<b>540</b>



## Kapitel 1

# Einleitung

Abbildung 1.1 zeigt das Grundprinzip einer digitalen faseroptischen Übertragung. Im Sender wird das Ausgangssignal einer optischen Quelle, im allgemeinen ein Halbleiterlaser, mit dem digitalen Datensignal der elektrischen Nachrichtenquelle moduliert. Nach der Übertragung durch die Glasfaser wird das optische Signal am Empfänger demoduliert und das ursprüngliche elektrische Datensignal wiedergewonnen.

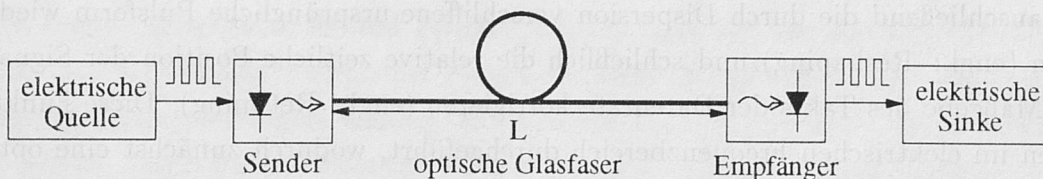


Abbildung 1.1: Grundprinzip einer faseroptischen Übertragung

In Abhängigkeit der Streckenlänge  $L$  unterscheidet man zwischen drei verschiedenen Systemen bzw. Netzen, wobei wir als *Netz* eine spezifisch strukturierte Verkettung gleichartiger Punkt-zu-Punkt-Systeme definieren wollen:

- Als *lokale Netze* (engl.: **Local-Area Networks**) werden Übertragungen über Strecken bis zu 10 km bezeichnet. Ein typisches Beispiel ist der optische Transfer großer Datenmengen zwischen Rechnern innerhalb eines Gebäude- bzw. Firmenkomplexes.
- *Urbane Netze* (engl.: **Metropolitan-Area Networks**) überbrücken Distanzen bis zu 150 km. Ein Beispiel hierfür sind Telekommunikationsverbindungen innerhalb von und zwischen Städten.
- Bei den *Weitverkehrsnetzen* (engl.: **Wide-Area Networks** bzw. Long-Haul Systems) sind Sender und Empfänger mehr als 1000 km voneinander entfernt. Hierunter fallen beispielsweise submarine Interkontinentalverbindungen.

Die Realisierung letzterer stellt verständlicherweise die höchsten Anforderungen an die Systementwickler. Besonders intensive Forschung auf dem Gebiet der Langstreckensysteme wird von dem amerikanischen Konzern AT&T in Kooperation mit der japanischen Gesellschaft KDD betrieben. In gemeinsamen Experimenten gelang es, über eine Distanz von 9000 km Daten mit einer Bitrate von 10 Gbit/s zu übertragen [1]. Dies entspricht einem Bitrate-Länge-Produkt von 90 Tbit/s·km.

Das Erreichen derartig hoher Bitrate-Länge-Produkte bedingt ein sehr sorgfältiges Systemdesign. Bereits in der Planungsphase müssen die relevanten Parameter so bestimmt werden, daß die geforderte Güte garantiert werden kann. Eine wesentliche Voraussetzung hierfür ist die genaue Vorhersage der zu erwartenden Störungen und Systemgrenzen.

Bei den heutzutage installierten Übertragungssystemen stellen die *Dämpfung* und die *Dispersion* des Übertragungsmediums Glasfaser die wesentlichen physikalischen Begrenzungsfaktoren dar. Um den Einfluß dieser Effekte auf die übertragenen Signale auszugleichen, werden sogenannte 3R-Regeneratoren (engl.: 3R-Repeater) eingesetzt, die dem Signal zunächst die durch Dämpfung eingebüßte Energie wieder zuführen (engl.: Refreshing), anschließend die durch Dispersion verschliffene ursprüngliche Pulsform wiederherstellen (engl.: Reshaping) und schließlich die relative zeitliche Position der Signalpulse nach Maßgabe des Takts der Datenrate korrigieren (engl.: Retiming). Diese Funktionen werden im elektrischen Frequenzbereich durchgeführt, wodurch zunächst eine optoelektrische Wandlung und anschließend eine inverse, elektrooptische Konversion erforderlich wird. Neben dem hohen Aufwand liegt der Hauptnachteil dieser 3R-Regeneratoren in der mangelnden Transparenz bezüglich der Datenraten, da die zeitliche Positionskorrektur der Signale bitratenspezifisch erfolgt.

Prinzipiell würde jedoch zum Ausgleich der Dämpfung ein 1R-Regenerator, der lediglich die Signalauffrischung durchführte, genügen. Zusätzlich wäre eine rein optische, transparente Verstärkung wünschenswert. Die Suche nach Konzepten zur Realisierung derartiger optischer Verstärker bildete folglich einen Schwerpunkt der Komponentenentwicklung in der Optik. Aus mehreren Ansätzen kristallisierten sich Mitte der achtziger Jahre die sogenannten *Halbleiterlaserdiodenverstärker* (engl.: **S**emiconductor-**L**aser **A**mplifiers) und die mit der seltenen Erde *Erbium dotierten Faserverstärker* (engl.: **E**rbium-**D**oped **F**iber **A**mplifiers) heraus. Letztere ermöglichen eine von der Datenrate nahezu unabhängige Verstärkung bei Wellenlängen im Bereich von  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  und wurden in den letzten Jahren bis zur Marktreife entwickelt.

Obgleich die Problematik der Dämpfung dadurch im spektralen Wirkungsbereich der Verstärker in optischen Systemen überwindbar ist, wird mit dem Einsatz optischer Verstärker eine weitere physikalische Störgröße eingeführt: Die in einem EDFA (oder auch SLA) erzeugte spontane Emission gelangt als Rauschen zum Eingang des nachfolgenden EDFA und erfährt dort eine Verstärkung. Folglich bezeichnet man dieses optische Rauschen als *verstärktes spontanes Emissionsrauschen* (engl.: **A**mplified-**S**pontaneous **E**mission **N**oise). Durch die ASE kann es, im besonderen in Systemen mit einer hohen Anzahl kaskadierter Verstärker, zu mehrfachen Beeinträchtigungen kommen: Zum einen erfährt der Signal-Rauschabstand eine Verschlechterung, die zu Störungen führt, falls die mittlere optische



Signalleistung einen von der spezifischen Konfiguration abhängigen Minimalwert unterschreitet. Neben diesem linearen Effekt kann die ASE auch über nichtlineare Effekte in der Glasfaser zu Veränderungen des Signalspektrums führen.

Durch den zweiten wesentlichen linearen Begrenzungsfaktor, der *Dispersion*, kommt es bei Übertragung weitab vom Dispersionsminimum der Glasfaser zu einer mit der Übertragungslänge anwachsenden Laufzeitstreuung der Spektralkomponenten der Pulse, die sich in einem Verschleifen der ursprünglichen Signalform äußert. Mit Hilfe adäquaten Faserdesigns kann das Dispersionsminimum, welches bei der Standard-Silicafaser bei etwa  $\lambda = 1.28 \mu\text{m}$  liegt, jedoch zu höheren Wellenlängen in den Arbeitsbereich um  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  verschoben werden. Die so erhaltenen Glasfasern bezeichnet man als *dispersionsverschobene Fasern* (engl.: **Dispersion-Shifted Fibers**). Mithin kann bei Verwendung optischer Verstärker und dispersionsverschobener Fasern die 3R-regeneratorfreie Übertragungsstrecke um ein Vielfaches verlängert werden. Ein wesentlicher Nachteil dieser DS-Glasfasern besteht jedoch darin, daß nichtlineare Effekte in der Glasfaser in ihrer Effizienz verstärkt werden. Durch diese *faseroptischen nichtlinearen Effekte* kommt es bei Überschreiten gewisser maximaler Pegel der optischen Signalleistung beim Einkanalsystem zu spektralen Aufweitungen. In dispersiven Glasfasern führt dies zu einer effektiv stärker wirkenden Dispersion, so daß zeitliche Signalverzerrungen auch weit unterhalb der linearen Dispersionsgrenze auftreten können. Bei optischen Mehrkanalsystemen kann darüber hinaus die abgegebene Leistung eines oder mehrerer Kanäle in das Übertragungsband eines weiteren Kanals fallen und als Nebensprechen die Systemperformance degradieren.

Die oben vorgestellten Begrenzungsfaktoren sind nochmals in Abbildung 1.2 zusammengefaßt.

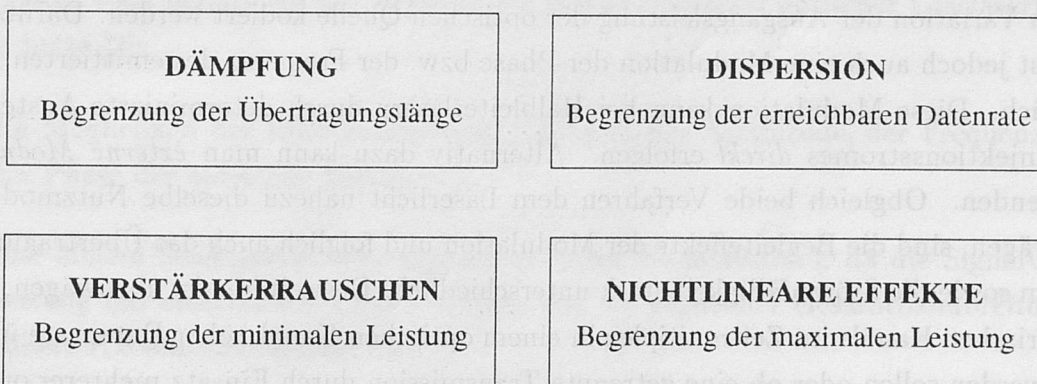


Abbildung 1.2: Physikalische Begrenzungsfaktoren in faseroptischen Systemen



Obleich diese Faktoren in allen optisch-verstärkten Glasfasersystemen auftreten, können sie in ihrem Störverhalten in bestimmten Grenzen durch geschickte Systemkonfiguration beeinflusst werden. Zur Veranschaulichung der einzelnen Designparameter, ist in Abbildung 1.3 ein Mehrkanalübertragungssystem dargestellt.

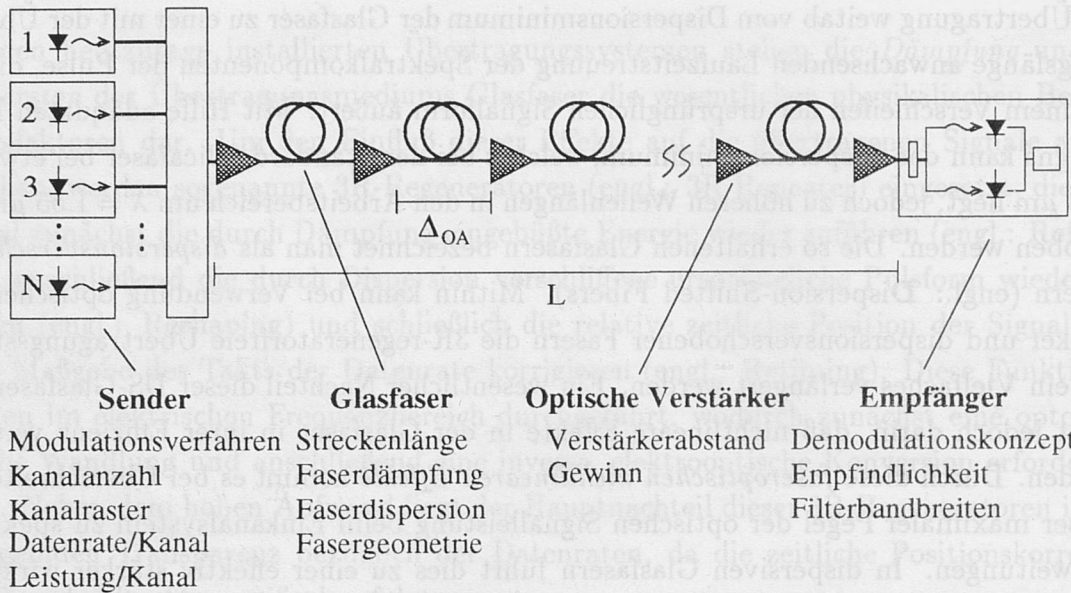


Abbildung 1.3: Parameter des Designs optisch-zwischenverstärkter Mehrkanalsysteme

Zu Beginn der Systemkonzeptionierung steht die Vorgabe, eine gewisse Datenmenge über eine bestimmte Distanz zuverlässig zu transportieren. Bereits in der Planungsphase müssen mehrere Entscheidungen getroffen werden: Zunächst ist die Art der Leitungskodierung, das *Modulationsverfahren*, festzulegen. So können Nachrichten beispielsweise durch Variation der Ausgangsleistung der optischen Quelle kodiert werden. Darüber hinaus ist jedoch auch eine Modulation der Phase bzw. der Frequenz des emittierten Lichtes möglich. Diese Modulation kann bei Halbleiterlasern durch determinierte Ansteuerung des Injektionsstromes *direkt* erfolgen. Alternativ dazu kann man *externe Modulatoren* verwenden. Obgleich beide Verfahren dem Laserlicht nahezu dieselbe Nutzmodulation aufprägen, sind die Begleiteffekte der Modulation und folglich auch das Übertragungsverhalten sowie die Störanfälligkeit stark unterschiedlich. Desweiteren ist abzuwägen, ob alle elektrischen Kanäle im Zeitmultiplex in einem optischen Kanal hoher Datenrate übertragen werden sollen oder ob eine getrennte Transmission durch Einsatz mehrerer optischer Kanäle jeweils moderater Bitrate (optischer Frequenzmultiplex) vorzuziehen ist. Im letzten Fall ist der optische Frequenzabstand der individuellen optischen Kanäle und deren Sendeleistung zu bestimmen. Diese ist von besonderer Bedeutung, da zum einen das lineare Rauschverhalten, zum anderen jedoch auch die faseroptischen Nichtlinearitäten entscheidend vom Sendepiegel abhängen. Genaugenommen ist für die Nichtlinearitäten

die in der Glasfaser propagierende Leistungsdichte bestimmend, so daß als zusätzliche Größe auch die Querschnittsfläche der verwendeten Lichtwellenleiter neben der chromatischen Dispersion und der Dämpfung die letztendliche Systemgüte prägt.

Ferner müssen die zum Ausgleich der Dämpfung eingesetzten optischen Verstärker optimal plziert werden. Als Kriterium zur Bestimmung des Abstands zweier konsekutiver Verstärker  $\Delta_{OA}$  dient technisch betrachtet die Minimierung des Verstärkerrauschens. Bei vorgegebener Gesamtstrecke  $L$  bedingt dies jedoch eine entsprechende Erhöhung der Anzahl optischer Zwischenverstärker, die aus wirtschaftlicher Sicht unbedingt zu vermeiden ist. Mithin ist auch die geforderte optimale Positionierung der optischen Verstärker nicht einfach intuitiv möglich.

Neben der Empfindlichkeit der eingesetzten Photodetektoren sind auch die Bandbreiten der empfängerseitig verwendeten optischen und elektrischen Filter von entscheidender Bedeutung für die Qualität der Übertragung. Obgleich das Demodulationsverfahren an das Modulationsverfahren des Senders angepaßt sein muß, kann dennoch zwischen zwei Konzepten differenziert werden: Bei der *direkten Detektion* erfolgt die Demodulation im optischen Frequenzbereich mit Hilfe optischer Filter, vor der eigentlichen Detektion an den Photodioden. Die *kohärenten Verfahren* hingegen benötigen zur Demodulation einen Halbleiterlaser am Ort des Empfängers, den sogenannten Lokalszillator, der dem ankommenden Signal vor der Detektion überlagert wird. Die Demodulation erfolgt anschließend mit Hilfe elektrischer Filter. Mithin bezeichnet man diese Empfangskonzepte auch als Überlagerungsverfahren. In den letzten Jahren konkurrierten die Anhänger der kohärenten Technik mit den Befürwortern direkter Detektionssysteme, wobei in der Diskussion vielfach auf drei mutmaßliche Vorzüge des Überlagerungsempfangs hingewiesen wurde, die DeLange 1968 bereits vor der Realisierung dämpfungsarmer optischer Glasfasern formuliert hatte [2]:

- die Möglichkeit der Informationsübertragung in der Amplitude, der Frequenz und der Phase der optischen Signalwelle
- eine höhere Selektivität, d.h. engerer optischer Kanalabstand, da die Signalverarbeitung mit elektrischen Filtern erfolgt, was bei gegebener Gesamtbandbreite eine höhere Kanalanzahl ermöglicht
- eine höhere Empfängerempfindlichkeit, da das ankommende Signal durch den Lokalszillator vorverstärkt wird

Durch den Fortschritt der Entwicklung optischer Filter ist es jedoch heutzutage möglich, auch mit Direktdetektionsverfahren phasensensitiv zu übertragen. Desweiteren können



optische Filter sehr hoher Güte hergestellt werden, wodurch der effektiv erreichbare Mindestkanalabstand für beide Detektionsverfahren in praktisch sinnvollen Systemen nahezu identisch ist. Ferner kann anstelle der Vorverstärkung durch den Lokaloszillator ein analoger Effekt mit Hilfe eines Faserverstärkers erzielt werden, wodurch auch die Empfindlichkeiten beider Verfahren in dieselbe Größenordnung gelangen. Aus den oben genannten Kriterien läßt sich demnach keine eindeutige Überlegenheit kohärenter Verfahren ableiten, so daß sich die Frage nach den rationalen Kriterien zum Einsatz kohärenter bzw. direkter Verfahren stellt.

Wie aus der vorangegangenen Aufzählung deutlich wurde, ist das Design eines optischen Übertragungssystems ein Optimierungsprozeß in einem sehr komplexen, multidimensionalen Parameterraum. In diesem Sinne entsprechen viele Systemkonzepte ausschließlich einer eindimensionalen Optimierung. So wird bei der *Dispersion-Supported Transmission*<sup>1</sup> beispielsweise lediglich eine Optimierung der dispersiven Transmissionseigenschaften durch Anpassung der senderseitigen Modulationsindizes an die gegebene Gesamtdispersion der Strecke durchgeführt, während nichtlineare Propagationscharakteristika unberücksichtigt bleiben. Eine Vielzahl der zu treffenden Entscheidungen werden in praxi, auch unter Einfluß des Zeit- und Erfolgsdrucks, eher intuitiv im Sinne einer pragmatischen Erreichung der Zielvorgabe getroffen. Dies kann bei der Realisierung terrestrischer Kurzstreckensysteme zwar kurzfristig oder gar mittelfristig zum Erfolg führen, langfristig jedoch können kostenintensive technologische Substitutionen beim Kunden notwendig werden, da die Kriterien der Transparenz und Flexibilität nur unzureichend berücksichtigt wurden. Bei der Entwicklung von Weitverkehrssystemen ist ohnehin eine genaue Kenntnis der Einflußfaktoren unumgänglich.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, die linearen und nichtlinearen Kapazitätsgrenzen unterschiedlicher Übertragungsverfahren zu quantifizieren und vergleichend einander gegenüberzustellen. Ferner sind Einflußmöglichkeiten auf die jeweiligen Begrenzungsfaktoren zu untersuchen. Als Kriterium dient hierbei die maximale Kapazität, die sich unter Berücksichtigung der in Abbildung 1.2 zusammengefaßten Begrenzungsfaktoren realisieren läßt, wobei als Maß dieser Kapazität das maximal erreichbare Produkt aus Datenrate  $B$  und Länge  $L$  einer spezifischen Konfiguration verwendet wird. Daraus sollen zum einen allgemeine Anregungen für die optische Komponentenentwicklung, zum anderen aber auch konkrete Planungsgrundlagen für die Konzipierung zukünftiger optischer Systeme entwickelt werden, die dem Systemingenieur und Netzwerk-Planer als rationale Entscheidungskriterien und Lösungsansätze im schwierigen Optimierungsprozeß zur Verfügung stehen sollen. Ferner bildet eine auf rationalen Gesichtspunkten fundierte

---

<sup>1</sup> siehe Kapitel 11.1.2



Evolutionsstrategie auch eine gute Grundlage zur Differenzierung der eigenen Produkte und Systemkonzepte beim Kunden.

Bei der Strukturierung der Arbeit wurde darauf geachtet, die Anforderungen und Wünsche einer möglichst großen Zielgruppe zu befriedigen. Um auch dem Nicht-Experten auf dem Gebiet der faseroptischen Übertragungstechnik ein tiefes Verständnis der grundlegenden physikalischen Vorgänge zu vermitteln, war ein kontinuierlicher Wissensaufbau ein wesentliches Kriterium. Neben dem Ableiten wichtiger, insbesondere von Jungingenieuren oftmals nur unzureichend differenzierter Kenngrößen, werden die auftretenden systemrelevanten Effekte aus einer Vielzahl von Perspektiven betrachtet, um so dem Leser das abstrakte Bewegen im multidimensionalen Raum zu erleichtern.

Die Arbeit gliedert sich in vier Teile: Der erste Teil ist den Grundlagen der Systembetrachtungen gewidmet. Hier werden die verschiedenen Übertragungskonzepte in ihrer Theorie sowie ihrer praktischen Realisierung vorgestellt, wobei die für das spätere Verständnis der faseroptischen Nichtlinearitäten wesentlichen Aspekte besonders hervorgehoben werden. Zudem wird der Leser mit den Kriterien zur Beurteilung der Leistungsfähigkeit optischer Systeme vertraut gemacht. In Teil II erfolgt die Untersuchung der linearen Systemgrenzen. Im besonderen wird hier der Einfluß der chromatischen Dispersion auf verschiedene Verfahren analysiert und die Bedeutung des Rauschens optischer Verstärker auf die Systemgüte untersucht. Anschließend werden die Grundlagen der faseroptischen Nichtlinearitäten im dritten Teil ausführlich vorgestellt, Beschreibungsformalismen und Modelle entwickelt und die Systemgrenzen der im Einkanalssystem wirkenden nichtlinearen Effekte quantifiziert. Ausgehend von den ermittelten Ergebnissen werden in Teil IV drei, im Rahmen dieser Arbeit erstmalig vorgeschlagene und systematisch untersuchte Design-Konzepte zum Aufbau zukünftiger optischer Übertragungssysteme höchster Kapazität diskutiert. Anschließend widmen wir uns der ausführlichen Betrachtung des Designs optischer Mehrkanalsysteme, wobei wir auf die abgeleiteten Kenntnisse der Einkanalausbreitung zurückgreifen werden. Abschließend werden die wichtigsten Erkenntnisse zusammengefaßt und die sowohl technisch als auch wirtschaftlich vielversprechendsten Wege optimaler Netzwerk-Evolution aufgezeigt.



Übertragungsverfahren

In diesem Kapitel werden die Prinzipien der optischen Übertragungssysteme, welche die Grundlage der optischen Kommunikation bilden, dargestellt. Die optischen Übertragungssysteme sind in zwei Hauptkategorien unterteilt: optische Übertragungssysteme für die Übertragung von Daten und optische Übertragungssysteme für die Übertragung von Sprache. Die optischen Übertragungssysteme für die Übertragung von Daten sind in zwei Hauptkategorien unterteilt: optische Übertragungssysteme für die Übertragung von Daten über eine optische Faser und optische Übertragungssysteme für die Übertragung von Daten über eine optische Faser. Die optischen Übertragungssysteme für die Übertragung von Sprache sind in zwei Hauptkategorien unterteilt: optische Übertragungssysteme für die Übertragung von Sprache über eine optische Faser und optische Übertragungssysteme für die Übertragung von Sprache über eine optische Faser.

## Teil I

# Grundlagen der Systembetrachtungen

Möchte man einen optischen Kanal, der eine bestimmte Übertragungsrate aufweist, so muss man das optische Übertragungssystem so gestalten, dass es die Übertragungsrate aufweist, die man erreichen möchte. Man muss also die Übertragungsrate des optischen Übertragungssystems so gestalten, dass es die Übertragungsrate aufweist, die man erreichen möchte. Man muss also die Übertragungsrate des optischen Übertragungssystems so gestalten, dass es die Übertragungsrate aufweist, die man erreichen möchte.



## Kapitel 2

# Übertragungsverfahren

In diesem Kapitel werden die Prinzipien der unterschiedlichen Modulations- und Demodulationsarten erläutert und die genauen Systemkonfigurationen, welche die Grundlage der Untersuchungen in Teil II und III bilden, vorgestellt. Obgleich zur optischen Datenübertragung auch mehrstufige, nicht binäre digitale Übertragungsverfahren eingesetzt werden können, zeichnen sich diese jedoch durch einen erhöhten Empfänger Aufwand aus und finden daher in der Praxis kaum Anwendung. Aus diesem Grund wollen wir uns im folgenden auf die Betrachtung binärer digitaler Verfahren beschränken.

## 2.1 Optischer Zeit- und Frequenzmultiplex

Möchte man einen elektrischen Kanal über die Glasfaser senden, so nutzt man das optische Ausgangssignal einer optischen Quelle als Träger. Anstatt nun bei einer Vielzahl zu transmittierender elektrischer Kanäle ebenso viele optische Träger zu verwenden, kann man erstere elektrisch zu einem Kanal zusammenfassen (Multiplexen), diesen auf einem optischen Kanal übertragen und empfängerseitig eine Separation in die ursprünglichen elektrischen Kanäle vornehmen (Demultiplexen). Dies bezeichnet man als *Zeitmultiplex* (engl.: **T**ime-**D**ivision **M**ultiplexing) (siehe Abbildung 2.1). Die Datenrate des optischen Kanals ergibt sich dann aus der Bitrate der einzelnen Kanäle, wobei zusätzlich einige Bits zur Kennzeichnung der elektrischen Kanäle eingefügt werden müssen.

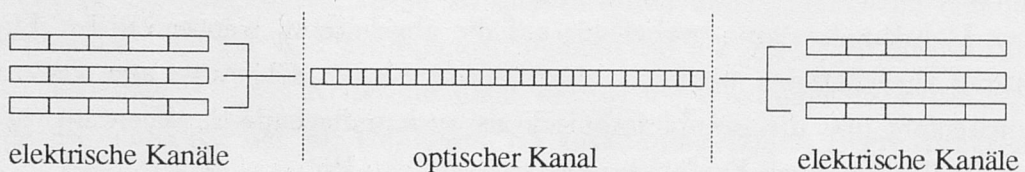


Abbildung 2.1: Erläuterung des Zeitmultiplex-Verfahrens

Prinzipiell könnte die zur Verfügung stehende Bandbreite der Glasfaser im Zeitmultiplex genutzt werden. Praktisch gesehen jedoch nimmt bei Bitraten oberhalb von 10 Gbit/s der Realisierungsaufwand der Sende- und Empfangselektronik derartig zu, daß es sinnvoll wird, zum *optischen Frequenzmultiplex* (engl.: **O**ptical **F**requency-**D**ivision **M**ultiplexing) überzugehen. Hierbei werden die elektrischen Kanäle senderseitig im Zeitmultiplex der-

artig auf mehrere optische Quellen verteilt, daß sich jeweils eine handhabbare, moderate Bitrate im Bereich von 2.5 Gbit/s bis 10 Gbit/s ergibt. Um die optischen Kanäle störungsfrei übertragen und empfängerseitig separieren zu können, werden sie auf unterschiedlichen optischen Frequenzen gesendet (siehe Abbildung 2.2). Der einzuhaltende Frequenzabstand  $\Delta f_{\text{ch}}$  ist ein wesentliches Kriterium des OFDM und wird durch lineares sowie durch nichtlineares Kanalnebensprechen bestimmt.

In der Literatur werden für dieses Multiplexverfahren auch die Begriffe *Wellenlängenmultiplex* bzw. *dichter Wellenlängenmultiplex* (engl.: (Dense) Wavelength-Division Multiplexing) verwendet, wobei die jeweilige Bezeichnung einen Hinweis auf den Kanalabstand  $\Delta f_{\text{ch}}$  gibt: Dieser beträgt bei WDM mehr als zehn Nanometer, wobei gilt  $1 \text{ nm} \approx 125 \text{ GHz}$  bei  $\lambda = 1.55 \text{ } \mu\text{m}$ . Bei DWDM liegt  $\Delta f_{\text{ch}}$  im Nanometer- und bei OFDM im Gigahertz-Bereich.

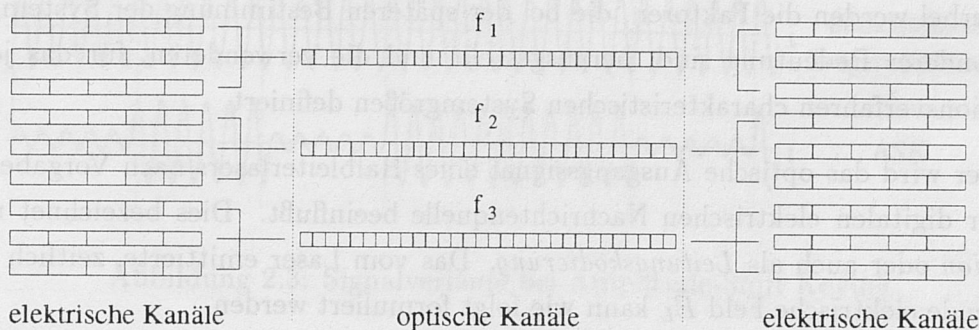


Abbildung 2.2: Erläuterung des Frequenzmultiplex-Verfahrens

Es sei erwähnt, daß in der optischen Nachrichtentechnik unterschiedliche Ansichten über den geeigneten Übergang vom optischen Einkanal-(TDM) zum optischen Mehrkanal-(TDM+OFDM)-System bestehen. So wird von AT&T beispielsweise ein Übergang ab Datenraten von 2.5 Gbit/s bis maximal 10 Gbit/s empfohlen [3], während SEL/ALCATEL den reinen Zeitmultiplex bis Datenraten im Bereich von 100 Gbit/s für attraktiv erachtet [4]. Es wäre wirtschaftlich höchst riskant, derartige grundlegende Entscheidungen, die für die Ausrichtung der Forschungsaktivitäten eines ganzen Unternehmens(zweiges) determinant sind, lobbyistisch zu motivieren. Vielmehr müssen solche Aussagen Ergebnisse einer gewissenhaft durchgeführten Untersuchung aller wesentlichen linearen und nichtlinearen Begrenzungsfaktoren sein. Hierzu sei angemerkt, daß die Realisierung von Datenraten im Bereich von 100 Gbit/s äußerst hohe Systemanforderungen impliziert. Dies beschränkt sich nicht nur auf das sehr viel kritischere Management der linearen Dispersion; vielmehr wirken sich bei derartig hohen Bitraten die faseroptischen Nichtlinearitäten zunehmend destruktiv auf das System aus. Aus rein rationalen, pragmatischen Gesichtspunkten und unter Berücksichtigung des derzeitigen Stands der Technik erscheint mittelfristig eine



nonreturn-to-zero-(NRZ)-Einkanal-Übertragung oberhalb von 10 Gbit/s unzweckmäßig. Bei entsprechendem Fortschritt optischer und elektronischer Komponenten könnte langfristig betrachtet 40 Gbit/s als absolute Grenze angesetzt werden. Eine gesonderte Diskussion erfordern jedoch Datentrassen zwischen besonders ausgelasteten Verkehrsknotenpunkten, bei denen kein Abzweig innerhalb der Verbindungsstrecke erfolgt. Diese hochrartigen *Information Super Highways* treten jedoch ausschließlich in höheren Netzwerkebenen auf, den *Overlaynetzen*, zur Anbindung regionaler (Ring-)Netze und werden folglich nicht in der direkten Verbindung von Endteilnehmern eingesetzt.

## 2.2 Modulationsverfahren

Dieser Abschnitt ist der Beschreibung der unterschiedlichen Modulationsverfahren gewidmet. Hierbei werden die Faktoren, die bei der späteren Bestimmung der Systemgrenzen von besonderer Bedeutung sind, herausgestellt und die verwendeten, für das jeweilige Modulationsverfahren charakteristischen Systemgrößen definiert.

Im Sender wird das optische Ausgangssignal eines Halbleiterlasers nach Vorgabe des Signals der digitalen elektrischen Nachrichtenquelle beeinflusst. Dies bezeichnet man als *Modulation* oder auch als *Leitungskodierung*. Das vom Laser emittierte, zeitlich schnell-oszillierende elektrische Feld  $\vec{E}_L$  kann wie folgt formuliert werden

$$\vec{E}_L = A_{0,L}(t) \cdot \cos \{ \omega_L(t) \cdot t + \varphi_L(t) \} \cdot \vec{e}_L(t), \quad (2.1)$$

wobei  $A_{0,L}$  die Amplitude,  $\omega_L$  die optische Laserkreisfrequenz,  $\varphi_L$  die optische Phase und  $\vec{e}_L$  der Polarisationsvektor ist. Prinzipiell könnten alle diese Größen zur Nachrichtenübertragung genutzt werden. Aufgrund von Stabilitätsproblemen am Sender, Empfänger und in der Faser scheidet jedoch die Polarisation als praktisch nutzbare Größe aus.

### 2.2.1 Amplitude-Shift Keying und Intensitätsmodulation

Das einfachste Modulationsverfahren ist Amplitude-Shift Keying (ASK). Hierbei wird die Amplitude des Sendelasers nach Maßgabe des digitalen Quellsignals zwischen zwei definierten Werten umgetastet, wobei die optische Frequenz und Phase möglichst konstant gehalten werden. Mit Gleichung (2.1) kann das elektrische Feld wie folgt ausgedrückt werden

$$\vec{E}_{L,ASK} = A_{0,L}(t) \cdot \cos(\omega_{L,0}t + \varphi_{L,0}) \cdot \vec{e}_L, \quad (2.2)$$

mit der Lasernullphase  $\varphi_{L,0}$  und der Mittenkreisfrequenz  $\omega_{L,0}$ . Die Feldamplitude  $A_{0,L}$  kann hierin folgende Werte annehmen



$$A_{0,L}(t) = \begin{cases} A_1 & : \text{für logische EINS} \\ A_0 & : \text{für logische NULL,} \end{cases} \quad (2.3)$$

wobei  $A_1 > A_0$  gilt. Der Spezialfall, in dem  $A_0 \approx 0$  ist, entspricht dem Ein- und Ausschalten des optischen Trägers und gleicht dem Morsen mit einer Lampe. Man bezeichnet diesen Fall der ASK auch als *On-Off Keying* (OOK).

Für eine exemplarische Bitfolge sind die Signalverläufe der ASK in Abbildung 2.3 dargestellt.

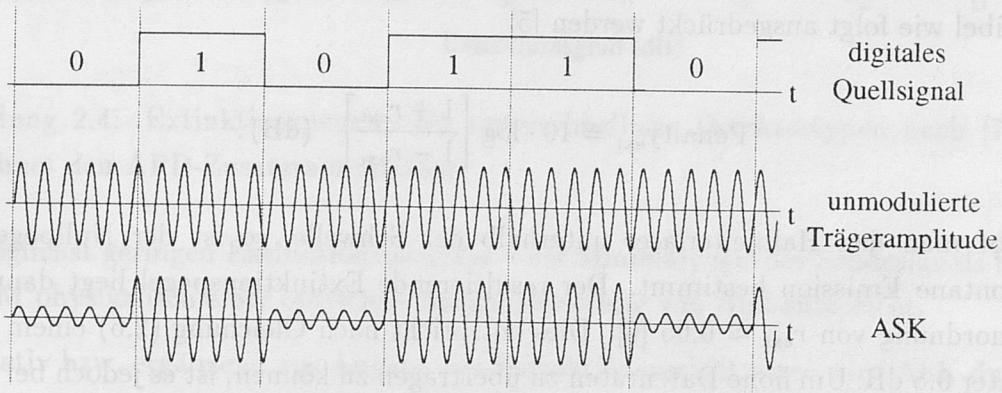


Abbildung 2.3: Signalverläufe bei Amplitude-Shift Keying

Anstatt die Veränderung der Amplitude zu betrachten, kann man ASK auch als eine Variation der optischen Leistung  $P$  interpretieren, gemäß der Beziehung

$$P(t) \propto A_L^2(t). \quad (2.4)$$

Mithin wird für die Amplitudenumtastung synonym auch der Begriff *Intensitätsmodulation* verwendet. Stellenweise werden beide Terme subtil zur Abgrenzung der kohärent-detektierten von der direkt-detektierten digitalen Amplitudenmodulation verwendet.<sup>1</sup> Wir wollen im Rahmen dieser Arbeit jedoch alle oben eingeführten Begriffe völlig synonym nutzen.

Ein charakteristischer Parameter der ASK ist der *Extinktionsgrad*  $r_{\text{ext}}$  (engl.: Extinction Ratio), der sich wie folgt berechnet

$$r_{\text{ext}} := \frac{P_0}{P_1} = \frac{A_0^2}{A_1^2}, \quad (2.5)$$

<sup>1</sup>siehe Einleitung oder auch Kapitel 2.4.1 sowie 2.4.2

wobei  $P_1$  und  $P_0$  den Leistungspegel der logischen EINS respektive der logischen NULL bezeichnen.<sup>2</sup> Der eigentliche Informationsgehalt liegt in der Differenz beider Pegel, so daß der Signal-Rauschabstand am Empfänger proportional zu  $\Delta P := P_1 - P_0$  ist. Entsprechend verschlechtert man – bei gleichbleibendem additiven Rauschen – schon senderseitig die Übertragungsqualität, falls  $P_0 \neq 0$  und dementsprechend auch  $r_{\text{ext}} \neq 0$  ist. Diese Einbuße kann man in einem *Extinktionspenalty* ausdrücken, das sich aus der Erhöhung der für die Sollbitfehlerrate notwendigen mittleren optischen Empfangsleistung, bezogen auf den Idealfall ( $r_{\text{ext}} = 0$ ) berechnen läßt.<sup>3</sup> Als Beispiel betrachten wir einen PIN-Empfänger, der durch thermisches Rauschen begrenzt sei. In diesem Fall kann das Extinktionspenalty in Dezibel wie folgt ausgedrückt werden [5]

$$\text{Penalty}_{\text{ext}} = 10 \cdot \log \left[ \frac{1 + r_{\text{ext}}}{1 - r_{\text{ext}}} \right] \quad (\text{dB}). \quad (2.6)$$

Betreibt man den Halbleiterlaser unterhalb der Schwelle, so ist der Nullpegel durch die spontane Emission bestimmt. Der resultierende Extinktionspegel liegt dann in der Größenordnung von  $r_{\text{ext}} \approx 0.05$  [6]. Dies entspricht nach Gleichung (2.6) einem Penalty von unter 0.5 dB. Um hohe Datenraten zu übertragen zu können, ist es jedoch bei direkter Modulation<sup>4</sup> der optischen Quelle notwendig, den Laser in der Nähe bzw. oberhalb der Schwelle zu betreiben. Hierdurch wird sichergestellt, daß die Photonenanzahl im Laserresonator einen bestimmten Minimalwert nicht unterschreitet, was sich in einer verringerten Einschwingzeit bemerkbar macht. Dies kann bereits senderseitig ein erhebliches Penalty verursachen. Bei einem Extinktionsgrad von  $r_{\text{ext}} = 0.5$  beträgt das Extinktionspenalty beispielsweise schon 4.8 dB.

Bei Verwendung von Lawinenphotodioden-(APD)-Empfängern entspricht die während der logischen NULL empfangene Restleistung einer unmodulierten Leistung, die sich wie ein verstärkter Dunkelstrom verschlechternd auf die Empfängergüte auswirkt. Hierbei zeigt sich, daß diese Einbuße in dem Sinne ausgleichend wirkt, als daß ein Empfänger hoher Empfindlichkeit stärker degradiert wird als Empfänger geringerer Empfindlichkeit. Analytische Berechnungen wurden von Smith und Personick durchgeführt [7]. Die Ergebnisse für verschiedene Empfängertypen sind zusammengefaßt in Abbildung 2.4 dargestellt. Wie deutlich zu erkennen, sind APD-Detektoren wesentlich stärker vom Extinktionspenalty betroffen als PIN-Detektoren. Aus diesem Grund kommen bei realisierten ASK-Systemen vorwiegend PIN-Empfänger zum Einsatz, wobei der Extinktionsgrad im Bereich von  $r_{\text{ext}} \approx -15 \text{ dB} \dots -10 \text{ dB}$  liegen sollte. Im folgenden wird davon ausgegangen, daß – im Sinne ei-

<sup>2</sup>Es ist zu beachten, daß  $r_{\text{ext}}$  in der Literatur auch invers zur obigen Gleichung definiert wird.

<sup>3</sup>siehe auch Ausführungen in Kapitel 3.3

<sup>4</sup>siehe hierzu Kapitel 2.3.1



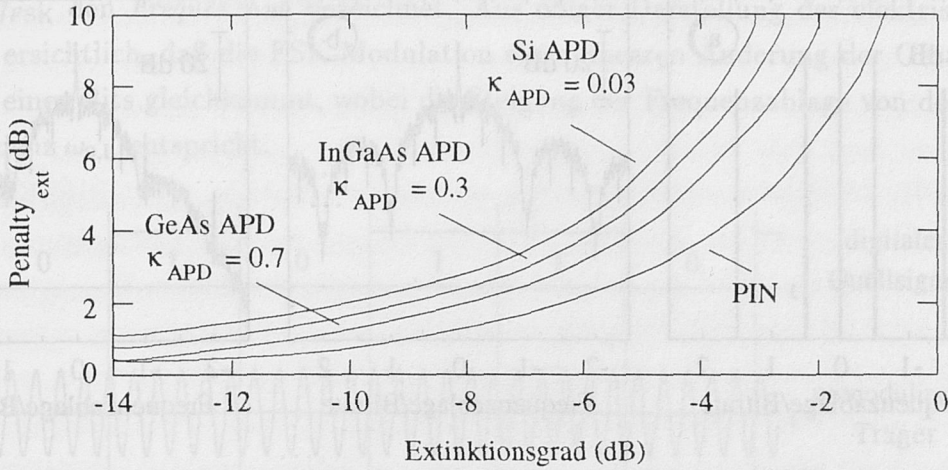


Abbildung 2.4: Extinktionspenalty für unterschiedliche Detektortypen nach [7] ( $\kappa_{\text{APD}}$  bezeichnet den APD-Zusatzrauschfaktor)

nes möglichst geringen Extinktionspenaltys – der Minimalpegel des Sendesignals bei ASK bzw. IM physikalisch einer optischen Ausgangsleistung von Null entspricht.

Alternativ bzw. ergänzend zur Angabe des Extinktionsverhältnisses wird ASK durch Angabe des senderseitigen ASK-Modulationsindizes  $m_{\text{ASK}}$  charakterisiert, der wie folgt definiert ist

$$m_{\text{ASK}} := \frac{P_1 - P_0}{2P_{\text{ave}}}, \quad (2.7)$$

wobei  $P_{\text{ave}}$  den mittleren optischen Leistungspegel bezeichnet, für den gilt  $P_{\text{ave}} := (P_1 + P_0)/2$ . In diesem Sinne wollen wir im folgenden, falls nicht explizit anders angegeben, stets von voller Durchmodulation, entsprechend einem AM-Index von  $m_{\text{ASK}}=1$ , ausgehen.

Betrachten wir nun die spektrale Leistungsdichte (engl.: **Power-Spectral Density**) ASK-modulierter Signale genauer. Vielfach werden bei analytischen Abschätzungen der Dispersionsgrenzen streng periodische 1010-Folgen zugrunde gelegt. Für NRZ-Modulation resultiert daraus das in Abbildung 2.5a dargestellte optische Linienspektrum.

Realistischere Systembetrachtungen müssen jedoch berücksichtigen, daß arbiträre Folgen von logischen EINSen und NULLen übertragen werden. Das resultierende Zufallsspektrum in Abbildung 2.5b zeigt, daß die Spektren der beiden Fälle deutlich voneinander abweichen. Insbesondere bei der Analyse faseroptischer Nichtlinearitäten im Frequenzbereich kann dies zu erheblichen Fehlern führen. So ist es für die spätere Betrachtung der nichtlinearen Stimulierten-Brillouin-Streuung<sup>5</sup> wichtig, daß bei NRZ-Modulation 50% der mittleren optischen Leistung im Träger enthalten ist, falls eine Gleichverteilung von

<sup>5</sup>siehe Kapitel 10



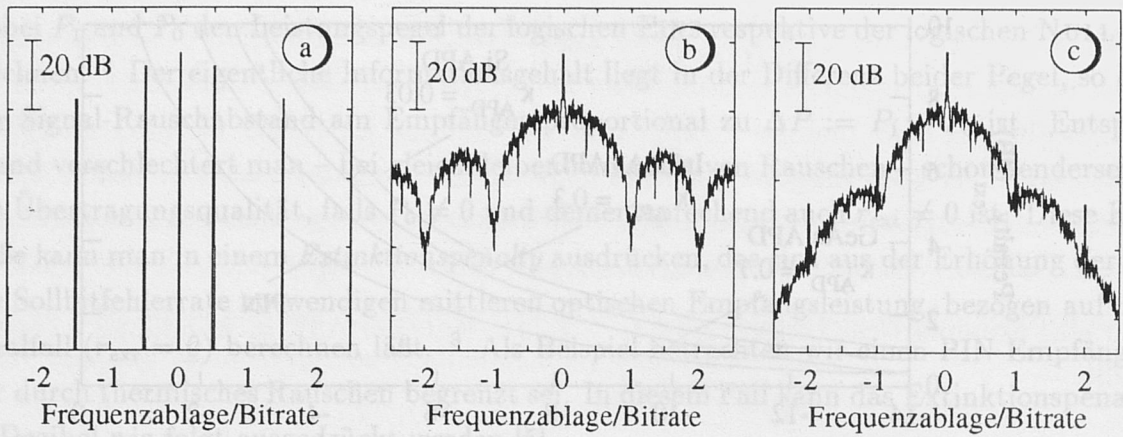


Abbildung 2.5: Spektrale Leistungsdichte für a) 1010-NRZ-ASK Modulation und b) zufällige Bitfolge bei ideal harter Tastung und c) bei endlicher Modulatorbandbreite

NULLEN und EISEN gegeben ist. Obgleich die genutzte Übertragungsbandbreite bei Erhöhung der Bitrate durch eine Ausdehnung der Modulationsseitenbänder anwächst, bleibt dennoch 50% der mittleren Leistung im, bezüglich der Bitratenänderung invarianten Träger bestehen. Durch Erhöhung der Datenrate kann folglich lediglich die spektrale Leistungsdichte der Seitenbänder, nicht aber die des Trägers reduziert werden.

Bislang sind wir von einer beliebig schnellen, idealen harten Tastung ausgegangen. Im realen System ist jedoch die verfügbare Modulatorbandbreite üblicherweise auf die Bitrate begrenzt. Wie aus Abbildung 2.5c ersichtlich, führt dies neben der Reduktion der Leistungsdichte höherer Frequenzablagen auch zur Ausbildung diskreter Trägerkomponenten im Signalspektrum.

### 2.2.2 Continuous-Phase Frequency-Shift Keying

Bei Frequency-Shift Keying wird die optische Frequenz des Sendelasers nach Maßgabe des digitalen Quellsignals zwischen zwei diskreten Werten umgetastet, wobei die Hüllkurve des optischen Signals im Idealfall konstant bleibt. Im Gegensatz zu ASK ist FSK daher ein nichtlineares Modulationsverfahren. Mit Gleichung (2.1) kann das elektrische Feld wie folgt formuliert werden

$$\vec{E}_{L,FSK} = A_{0,L} \cdot \cos \{ \omega_L(t) \cdot t + \varphi_{L,0} \} \cdot \vec{e}_L. \quad (2.8)$$

Die Laserkreisfrequenz nimmt hierbei nachstehende Werte an

$$\omega_L(t) := \begin{cases} \omega_{L,0} + 2\pi \Delta f_{FSK} & : \text{für die logische EINS} \\ \omega_{L,0} - 2\pi \Delta f_{FSK} & : \text{für die logische NULL} \end{cases}, \quad (2.9)$$

wobei  $\Delta f_{\text{FSK}}$  den *Frequenzhub* bezeichnet. Aus obiger Darstellung des elektrischen Feldes wird ersichtlich, daß die FSK-Modulation einer linearen Änderung der Gesamtphase während eines Bits gleichkommt, wobei die Steigung der Frequenzablage von der Mittenkreisfrequenz  $\omega_{0,L}$  entspricht.

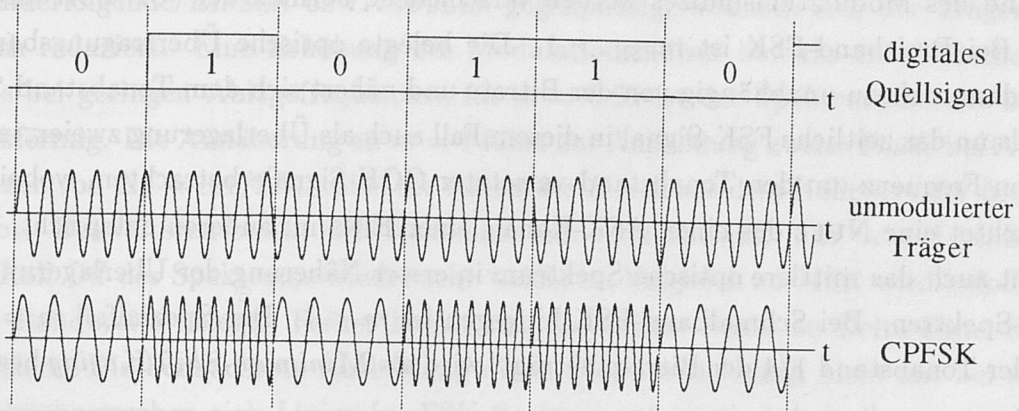


Abbildung 2.6: Signalverläufe bei phasenkontinuierlicher Frequenzumtastung

Ursprünglich wurde zur Realisierung der FSK in elektrischen Nachrichtenübertragungssystemen zwischen zwei Festfrequenzoszillatoren umgeschaltet. Da diese nicht starr phasensynchron aneinander gekoppelt waren, traten zwangsläufig am Umtastzeitpunkt Phasensprünge auf. Im Gegensatz hierzu wird beim optischen FSK ein einzelner Oszillator, der optische Sendelaser, in der Frequenz umgetastet. Geschieht dies durch direkte Ansteuerung des Laserinjektionsstroms, so ergibt sich für die Laserphase als das zeitliche Integral der Kreisfrequenz auch bei sprunghafter Frequenzänderung ein kontinuierlicher Verlauf. Aus diesem Grund wird das optische FSK auch als *phasenkontinuierliche* Frequenzumtastung (engl.: **C**ontinuous-**P**hase **F**requency-**S**hift **K**eying) bezeichnet. Das elektrische Feld kann dann wie folgt formuliert werden  $\vec{E}_{L,\text{FSK}} = A_{0,L} \cdot \cos \{ \omega_L \cdot t + \varphi_{L,0} \} \cdot \vec{e}_L$ , mit

$$\omega_L(t) = \omega_{L,0} + 2\pi \Delta f_{\text{FSK}} \cdot \frac{1}{t} \int_{-\infty}^t s(\tau) d\tau, \quad (2.10)$$

wobei  $s(\tau)$  die zeitliche elektrische Signalfolge beschreibt und bei der logischen NULL den Wert  $s_0 := -1$  annimmt sowie für die logische EINS den Wert  $s_1 := +1$ . Für eine exemplarische Bitfolge sind die ideal hart-getasteten Signalverläufe in Abbildung 2.6 dargestellt.

Die Frequenzdifferenz zwischen der logischen EINS und der logischen NULL ist der *Tonabstand*, der mithin dem doppelten Frequenzhub  $\Delta f_{\text{FSK}}$  gleicht. Als charakteristische Größe der Frequenzumtastung setzt der *FSK-Modulationsindex*  $m_{\text{FSK}}$  den Tonabstand



$2\Delta f_{\text{FSK}}$  und die Datenrate des Systems  $B$  ins Verhältnis

$$m_{\text{FSK}} := \frac{2\Delta f_{\text{FSK}}}{B}. \quad (2.11)$$

Anhand des Modulationsindizes werden verschiedene Formen der (CP)FSK unterschieden: Bei Breitband-FSK ist  $m_{\text{FSK}} > 1$ . Die belegte optische Übertragungsbandbreite wird dann nahezu unabhängig von der Bitrate und nähert sich dem Tonabstand  $2\Delta f_{\text{FSK}}$ . Man kann das zeitliche FSK-Signal in diesem Fall auch als Überlagerung zweier, in der optischen Frequenz um den Tonabstand versetzter OOK-Signale betrachten, wobei zeitlich betrachtet eine NULL des einen ASK-Kanals einer EINS im anderen entspricht. Folglich gleicht auch das mittlere optische Spektrum in erster Näherung der Überlagerung beider ASK-Spektren. Bei Schmalband-FSK hingegen ist  $m < 1$ . Der Spezialfall  $m = 0.5$ , für den der Tonabstand  $1/4$  der Bitrate beträgt, wird als **Minimum-Shift Keying** bezeichnet.

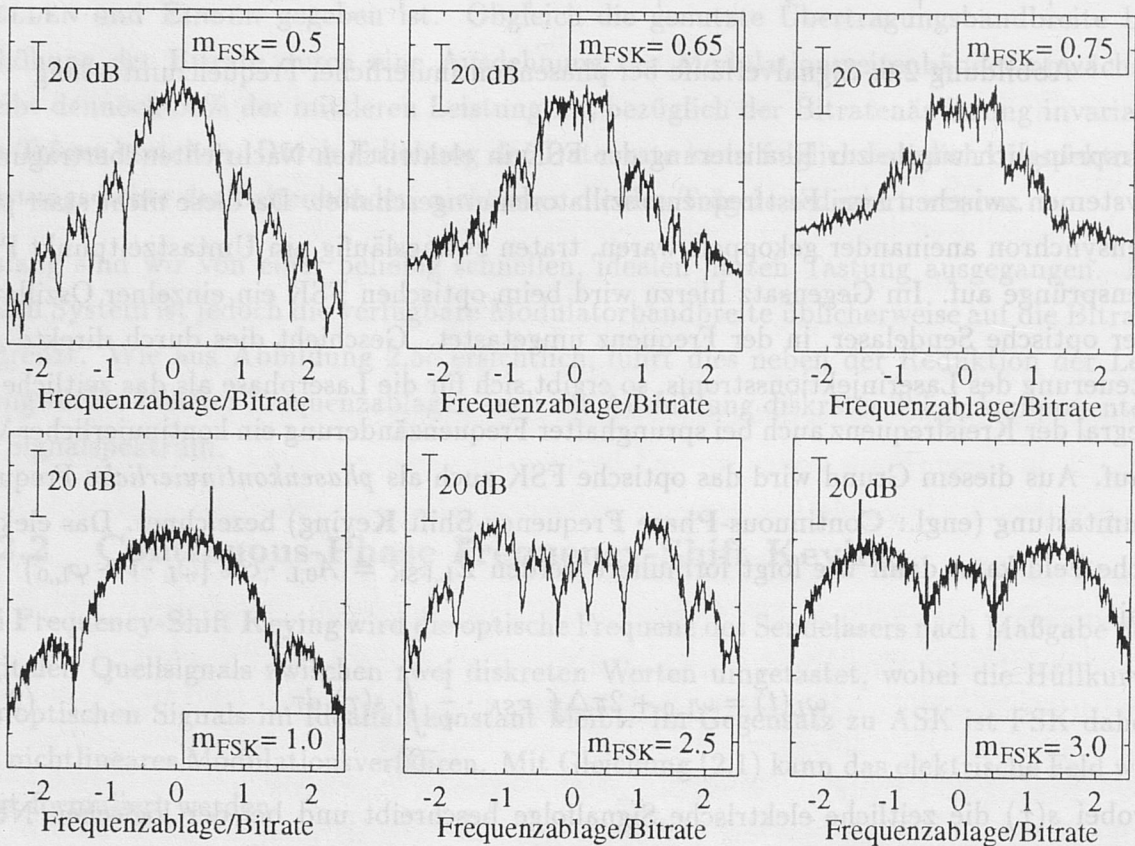


Abbildung 2.7: FSK-Spektren für verschiedene FSK-Modulationsindizes  $m_{\text{FSK}}$ .

Eine genauere Analyse der optischen Spektren in Abhängigkeit des FSK-Modulationsindizes zeigt Abbildung 2.7. Hierbei wurde wiederum von dem praktisch relevanten Fall begrenzter Modulatorbandbreite ausgegangen. Das kompakteste Spektrum ergibt sich bei Minimum-Shift Keying: Hier ist nahezu die gesamte Energie um die Trägerfrequenz



gesammelt. Zu höheren Ablagefrequenzen erfolgt ein kontinuierliches Abflachen mit einem sehr weichen *Roll-Off* [8]. Wie anhand von Gleichung (2.11) leicht zu verifizieren, wird bei MSK innerhalb einer Bitdauer  $T_b$  die optische Phase bei einer logischen EINS um  $+\frac{\pi}{2}$  und bei einer logischen NULL um  $-\frac{\pi}{2}$  gedreht. Daher sind zwei unmittelbar aufeinanderfolgende EINSEN bzw. NULLEN gegenphasig, wodurch sich der Trägeranteil erheblich reduziert. Eine Erhöhung des Modulationsindizes bewirkt ein Abflachen des Verlaufs bei geringen Ablagefrequenzen; für  $m = 0.65$  ist das Spektrum bereits nahezu rechteckförmig. Die Annäherung an  $m = 1$  führt zur Ausbildung zweier Peaks bei Ablagefrequenzen von  $\Delta f = \pm 1/2B$ , wobei die Datenrate  $B$  sich aus dem Kehrwert der Bitdauer  $T_b$  ergibt. Desweiteren bauen sich Nebenmaxima verstärkt auf. Für  $m = 1$  schließlich ist der Roll-Off des Spektrums wieder sehr weich; im Vergleich zu MSK wird jedoch eine größere Bandbreite belegt. Ferner haben sich die beiden Peaks zu Delta-Dirac-Stößen diskretisiert. Die beobachtete Ausbildung dieser Stöße tritt jedoch nicht nur bei  $m = 1$  auf; vielmehr ergeben sich Linien im FSK Spektrum theoretisch bei allen ganzzahligen Modulationsindizes  $m_{\text{FSK}}$ . In praktischen FSK-Systemen mit direkter Modulation der Laserdiode können diese Linien jedoch nur bei  $m_{\text{FSK}} \approx 1$ , nicht aber bei höheren Werten beobachtet werden, da die für  $m_{\text{FSK}} > 1$  in größerem Abstand von der Mittenfrequenz liegenden Diracstöße im allgemeinen durch Laserchirp<sup>6</sup> ausgewaschen werden. Eine weitere Anhebung des Modulationsindizes über  $m_{\text{FSK}} = 1$  führt schließlich zur Ausbildung der erwähnten ASK-ähnlichen Spektren der Breitband-FSK.

### 2.2.3 Differential Phase-Shift Keying

Das zweite nichtlineare Modulationsverfahren ist Phase-Shift Keying. Hier wird die optische Phase des Halbleiterlasers im Takt des elektrischen Quellsignals zwischen zwei diskreten Werten, üblicherweise  $\varphi_L = 0$  und  $\varphi_L = \pi$ , umgetastet. Wie bei CPFSK bleibt im Idealfall die Hüllkurve des optischen Signals konstant. Verständlicherweise stellt dieses Verfahren die höchsten Anforderungen an die Stabilität der verwendeten optischen Oszillatoren. Jegliche unwillkürliche Abweichung von der durch definierte Modulation vorgegebenen Lasersollphase  $\varphi_L$  wird empfängerseitig als Modulation aufgefaßt und führt dadurch zu Störungen. Eine wichtige Ursache für solche Schwankungen sind thermische Fluktuationen des Laserarbeitspunktes. Zur Verbesserung der Stabilität wird in praktischen phasenmodulierten Systemen daher die Information nicht in der Phase *eines* Bits, sondern in der Phasendifferenz zweier unmittelbar aufeinanderfolgender Bits kodiert. Dadurch gelingt es, Phasenschwankungen, die sich relativ zur doppelten Bitdauer nur langsam ändern, am Empfänger auszulöschen. Diese Art der Modulation wird als *differenzielle*

<sup>6</sup>zum Begriff *Chirp* siehe Kapitel 2.3.1.1

Phasenumtastung (engl.: **Differential Phase-Shift Keying**) bezeichnet. Die Signalverläufe für hart-getastete DPSK sind in Abbildung 2.8 dargestellt.

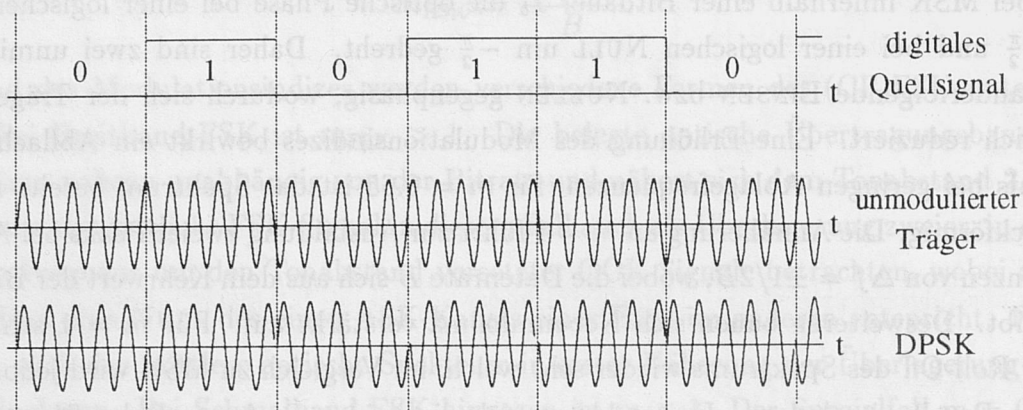


Abbildung 2.8: Signalverläufe bei Differential Phase-Shift Keying

Wie ersichtlich, kann DPSK im Zeitbereich als Überlagerung zweier um  $\pi$  in der Trägerphase verschobener ASK-Signale modelliert werden, wobei eine logische EINS in einem Kanal der logischen NULL im anderen entspricht (und umgekehrt). Folglich nimmt auch das mittlere Spektrum dieselbe Form an wie das ASK-Spektrum. Aufgrund der Phasenverschiebung tritt bei DPSK ein Trägeranteil, unter Voraussetzung einer Gleichverteilung von EINSen und NULLen, jedoch nicht auf. Dieser Unterschied zur Breitband-FSK und ASK hat entscheidende Bedeutung für den DPSK-Brillouin-Schwellenwert.<sup>7</sup>

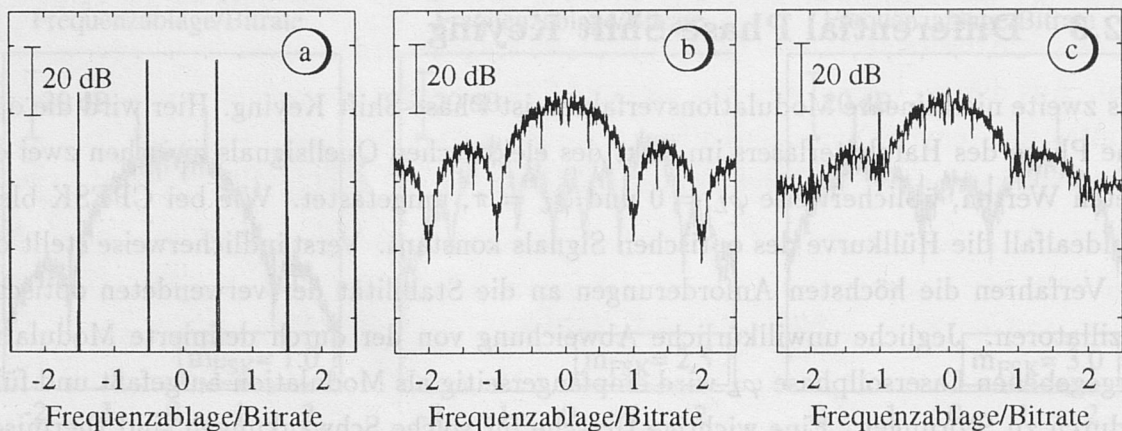


Abbildung 2.9: DPSK-Spektren: a) periodische 1010-Folge, b) hart-getastete Zufallsfolge und c) Zufallsfolge bei endlicher Modulatorbandbreite

Abbildung 2.9 zeigt die DPSK-Spektren für eine periodische 0101-Folge sowie für zufällige Modulation. Zu beachten ist, daß das Maximum der spektralen Leistungsdichte bei

<sup>7</sup> siehe Kapitel 10



Zufallsfolgen einen zur Bitdauer  $T_b$  direkt proportionalen Maximalwert annimmt. Eine Erhöhung der Datenrate führt demnach bei DPSK unmittelbar zu einer Verringerung der Leistungsdichte. Ferner wird aus dem Vergleich der Abbildungen 2.5c und 2.9c ersichtlich, daß eine Begrenzung der Modulatorbandbreite entsprechend der Bitrate bei DPSK zwar auch zur Ausbildung diskreter Trägeranteile führt, die höheren Ablagefrequenzen werden jedoch geringfügiger beeinträchtigt. Dies erklärt sich durch den ausgleichenden Energiefluß der beiden um  $\pi$  verzögerten quasi-ASK-Signale.

## 2.3 Technische Realisierung der Modulation

### 2.3.1 Direkte Modulation

#### 2.3.1.1 Chirp

Die einfachste Art, dem optischen Träger die digitalen elektrischen Quellsignale aufzuprägen, ist die *direkte Modulation*. Im Falle intensitätsmodulierter-(IM)-Übertragungssysteme wird hierzu der Injektionsstrom der optischen Quelle nach Maßgabe des Datensignals variiert, was sich in einer unmittelbaren Änderung der optischen Ausgangsleistung bemerkbar macht. Neben dieser reinen Amplituden- (AM) bzw. Intensitätsmodulation (IM) kann man jedoch auch eine gekoppelte, unerwünschte zeitliche Variation der Lasermomentanfrequenz feststellen, wobei sich der *Momentankreisfrequenzhub*  $\Delta\omega_L$  aus der zeitlichen Ableitung der Abweichung Laserphase  $\varphi_L$  von der Nullphase  $\varphi_{L,0}$  ergibt

$$\Delta\omega_L(t) := \frac{d\{\varphi_L(t) - \varphi_{L,0}\}}{dt} = \frac{d\varphi_L(t)}{dt}. \quad (2.12)$$

Dieses dynamische Zeitverhalten von  $\Delta\omega_L$  bezeichnet man als *Chirp*.<sup>8</sup> Der Quellchirp läßt sich wie folgt durch den sogenannten Ladungsträgereffekt (engl.: Carrier Effect) erklären: Eine Variation des Injektionsstroms führt zu einer Veränderung der Anzahl der Ladungsträger innerhalb der aktiven Laserzone. Da diese Anzahl die effektive Brechzahl im Laser determiniert, erfolgt durch die deterministische Modulation des Injektionsstroms eine entsprechende Modulation der Brechzahl und folglich auch der Phase bzw. der Frequenz des emittierten Lichts. Aus dieser Erläuterung wird anschaulich, daß Chirp im unmittelbaren *zeitlichen* Ausgangssignal der optischen Quelle nicht erkannt werden kann. Vielmehr manifestiert sich Chirp in einer Aufweitung des optischen Frequenzspektrums. Wie an späterer Stelle deutlich wird, führt auch die nichtlineare faseroptische Selbstphasenmodulation zu einer Ausdehnung des Signalspektrums und damit zum Aufbau eines nichtlinearen Chirps.

<sup>8</sup>to chirp (engl.): Zwitschern



Für quellseitig unverchirpte Signale findet in der Literatur häufig die Bezeichnung *transformationsbegrenzte Pulse* (engl.: Transform-Limited Pulses) Anwendung, die ausdrückt, daß das optische Spektrum exakt der Fouriertransformierten des optischen Zeitsignals entspricht. Mathematisch stehen beim transformationsbegrenzten Gaußpuls die  $1/e$ -Halbwertsbreite  $T_{p,0}$  und die  $1/e$ -Breite des optischen Spektrums  $\Delta\omega_{1/e,\text{gauss},0}$  am Ort  $z = 0$  der Glasfaser näherungsweise in folgendem Zusammenhang [9]

$$\Delta\omega_{1/e,\text{gauss},0} \cdot T_{p,0} \big|_{\text{transform-limited}} = 1. \quad (2.13)$$

Für quellseitig gechirpte Pulse hingegen gilt

$$\Delta\omega_{1/e,\text{gauss},0} \cdot T_{p,0} \big|_{\text{chirped}} > 1. \quad (2.14)$$

Im allgemeinen wird mit dem Begriff Chirp unmittelbar der in optischen Halbleiterlasern wirksame Ladungsträgereffekt assoziiert und mithin ausschließlich eine Aufweitung des Signalspektrums über den transformationsbegrenzten Wert als Chirp verstanden. Von besonderer Bedeutung für das Verständnis der Diskussion der linearen Kapazitätsgrenzen ist es jedoch, sich zu verdeutlichen, daß Chirp auch lediglich im Zeitbereich, ohne eine etwaige Ausdehnung des Spektrums auftreten kann. Formal ergibt sich dies unmittelbar aus einer erweiterten Form der Gleichungen (2.13) und (2.14): Betrachten wir beispielsweise die Ausbreitung eines eingangs unverchirpten Gaußpulses in einer linearen, dispersiven Glasfaser. Bedingt durch die Linearität bleibt das optische Betragsspektrum invariant, so daß an jedem Ort  $z$  gilt

$$\Delta\omega_{1/e,\text{gauss}}(z) = \Delta\omega_{1/e,\text{gauss},0}. \quad (2.15)$$

Aufgrund dispersiver Laufzeitdifferenzen unterschiedlicher Spektralanteile erfährt jedoch der propagierende Gaußpuls mit fortschreitender Übertragungslänge eine zunehmende Aufweitung der Pulsbreite  $T_p(z)$ , so daß gilt

$$T_p(z > 0) > T_{p,0}. \quad (2.16)$$

Mithin folgt aus einer generalisierten Form der (2.14), daß gilt

$$\Delta\omega_{1/e,\text{gauss}}(z > 0) \cdot T_p(z > 0) = \Delta\omega_{1/e,\text{gauss},0} \cdot T_p(z > 0) > 1. \quad (2.17)$$

Daraus folgt, daß auch in linearen Glasfasern bei Ausbreitung ein *Dispersionschirp* generiert wird.

Zusammenfassend wollen wir festhalten, daß Chirp nicht zwangsweise durch eine Aufweitung des Betragsspektrums gekennzeichnet ist; vielmehr können wir jede determinierte zeitliche Anordnung von Spektralanteilen als Chirp interpretieren. Mithin führt nicht nur der quellseitige Ladungsträgereffekt oder die nichtlineare Selbstphasenmodulation durch die *Neubildung* von Komponenten zu einem Chirp sondern auch die lineare Dispersion. Letztere generiert die zeitlich dynamische Momentanfrequenz jedoch durch Umordnung *bereits im Signalspektrum bestehender Frequenzkomponenten*.

Zur weiteren Begriffsdefinition ist in Abbildung 2.10 ein linear-gechirpter Puls in zwei zueinander äquivalenten Darstellungsformen gezeigt. Der Begriff *linear* charakterisiert hierbei die funktionale Abhängigkeit der Momentankreisfrequenz  $\Delta\omega_L$  von der Zeit  $t$ .

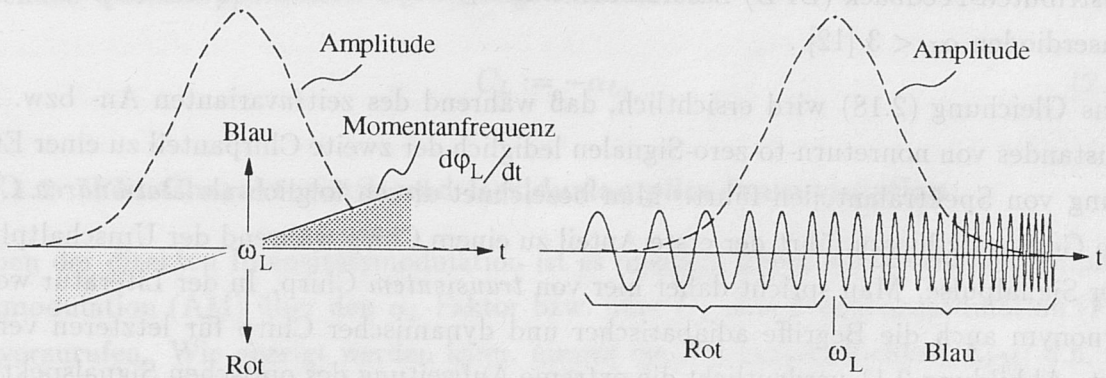


Abbildung 2.10: Exemplarischer Puls mit linearem, positivem Chirp

Wie ersichtlich, verschiebt der exemplarisch gezeigte Chirp die Signalkomponenten an der führenden Pulsflanke zu niedrigeren Frequenzen und an der nachfolgenden Flanke zu höheren Frequenzen. Man spricht von einer Rot- respektive einer Blauverschiebung der Komponenten relativ zur Pulsmittenkreisfrequenz  $\omega_L$ . Unter Berücksichtigung dieses Bildes entspricht Chirp einer bestimmten *Anordnung der Spektralkomponenten nach Art ihrer spektroskopischen Farbe*. Ferner wollen wir im folgenden den Chirp als *positiv* definieren, wenn es mit zunehmender Zeit  $t$  ebenfalls zu einem Anstieg der Lasermomentankreisfrequenz  $\Delta\omega_L(t) = d\varphi_L/dt$  kommt. Nimmt hingegen  $\Delta\omega_L(t)$  mit der Zeit ab, so liegt ein *negativer* Quellchirp vor. Im Falle der linearen Dispersion kommt es zu einer derartigen spektroskopischen Ausrichtung, da die unterschiedlichen Frequenzanteile des Eingangssignals mit voneinander abweichender Gruppengeschwindigkeit durch die Glasfaser propagieren. Für die spektroskopische Farbe der durch nichtlineare Selbstphasenmodulation neu gebildeten Frequenzkomponenten ist hingegen die Pulsamplitude eines jeden Zeitpunktes maßgebend. An späterer Stelle werden wir sehen, daß sich die Wirkungen des linearen und des nichtlinearen Chirps in besonderen Fällen gegenseitig annihilieren können, so daß der Puls effektiv keine Beeinflussung bei Propagation erfährt.



Mathematisch kann der Chirp beim Halbleiterlaser durch den sogenannten *Linienbreite-vergrößerungsfaktor* (auch *Henry-Faktor*)  $\alpha_L$  beschrieben werden. Dieser bestimmt die sich einstellende Änderung der optischen Laserphase  $\varphi_L$  bei einer Variation der optischen Ausgangsleistung nach Maßgabe der Änderung des Injektionsstroms wie nachstehend angegeben [10]

$$\Delta\omega(t)_L = \frac{d\varphi_L}{dt} := \frac{\alpha_L}{2} \left[ \frac{d \ln \{P_L(t)\}}{dt} + \kappa_L P_L(t) \right], \quad (2.18)$$

wobei  $P_L(t)$  die aufgeprägte Modulation der optischen Leistung beschreibt und  $\kappa_L$  der den Halbleiterlaser zusätzlich charakterisierende *Gewinnsättigungskoeffizient* ist. Letzterer liegt üblicherweise im Bereich von  $\kappa_L \approx 1 \dots 5 \text{ 1/W}$  [11]. Typische  $\alpha_L$ -Werte für Distributed-Feedback-(DFB)-Laserdioden sind  $\alpha_L = 4 \dots 8$  und für Quantum-Well-(QW)-Laserdioden  $\alpha_L < 3$  [12].

Aus Gleichung (2.18) wird ersichtlich, daß während des zeitinvarianten An- bzw. Auszustandes von nonreturn-to-zero-Signalen lediglich der zweite Chirpanteil zu einer Erzeugung von Spektralanteilen führt. Man bezeichnet diesen folglich als *stationären* Chirp. Im Gegensatz hierzu führt der erste Anteil zu einem Chirp während der Umschaltphasen der Signalepulse. Man spricht daher hier von *transientem* Chirp. In der Literatur werden synonym auch die Begriffe *adiabatischer* und *dynamischer* Chirp für letzteren verwendet. Abbildung 2.11 verdeutlicht die extreme Aufweitung des optischen Signalspektrums direkt-intensitätsmodulierter Systeme durch Quellchirp.

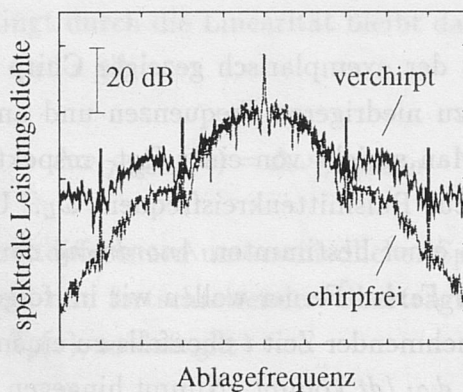


Abbildung 2.11: Einfluß von Quellchirp auf das Spektrum intensitätsmodulierter Signale

Vernachlässigen wir in Gleichung (2.18) den Einfluß des statischen Anteils, so ergibt sich bei Erzeugung eines Gaußpulses der optischen Leistung gemäß

$$P_{L,\text{gauss}} := P_0 \cdot \exp \left\{ 2 \cdot \left( - \left| \frac{t}{T_{p,0}} \right| \right)^2 \right\} \quad (2.19)$$



der dynamische Chirp nach Gleichung (2.18) zu

$$\Delta\omega_{L,\text{gauss}} = \alpha_L \cdot \frac{d(-|t/T_{p,0}|)^2}{dt} = -2 \cdot \alpha_L \cdot \left| \frac{t}{T_{p,0}^2} \right|. \quad (2.20)$$

Aus dieser Formulierung wird ersichtlich, daß ein positiver  $\alpha_L$ -Faktor im Sinne der oben eingeführten Konvention einem *negativen* Quellchirp entspricht und umgekehrt. Dieser Konventionskonflikt hat dazu geführt, daß vielfach in der Literatur dem Halbleiterlaser negative statt positive  $\alpha_L$ -Parameter zugewiesen werden, was formal jedoch unzulässig ist. Der Leser möge dies bei der Lektüre von Veröffentlichungen berücksichtigen. Dennoch erscheint es im Sinne der formalen Konsistenz zweckmäßig, einen den Laser charakterisierenden *Quellchirpparameter*  $C_L$  wie folgt einzuführen

$$C_L := -\alpha_L. \quad (2.21)$$

### 2.3.1.2 FM-Charakteristik und Residualamplitudenmodulation

Neben der direkten Intensitätsmodulation ist es möglich, durch entsprechende Amplitudenmodulation (AM) über den  $\alpha_L$ -Faktor bzw. über  $C_L$  eine Frequenzmodulation (FM) hervorzurufen. Wie gezeigt werden kann, nimmt die FM-Empfindlichkeit  $E_{FM}$ , d.h. der hervorgerufene Frequenzhub  $\Delta f_L$  für einen gegebenen Stromhub  $\Delta I_L$ , bei höheren Biasströmen deutlich zu. Zur FM-Modulation ist es daher zweckmäßig, den Halbleiterlaser mit einem relativ hohen Biasstrom zu betreiben und diesem die Kleinsignal-AM zur Steuerung der Momentanfrequenz zu überlagern. Diese geringe AM bezeichnet man als *Residualamplitudenmodulation*<sup>9</sup> (engl.: **R**esidual **A**mplitude **M**odulation).

Die FM-Empfindlichkeit von Halbleiterlasern ist jedoch nicht nur vom angelegten Biaspegel abhängig, sondern zudem auch eine Funktion der Modulationsfrequenz (siehe Abbildung 2.12). Besonders wichtig ist, daß es bei Frequenzen von einigen MHz zu einem Empfindlichkeitseinbruch (engl.: FM-Dip) kommt, der durch den Übergang von thermischen Effekten zum Ladungsträgereffekt hervorgerufen ist [13]. Diese Nichtlinearität der FM-Kennlinie ist von entscheidender Bedeutung für die Realisierung wie auch für die Simulation optischer FSK-Übertragungssysteme, da sie zu Bitmuster-abhängigen Verzerrungen (engl.: Pattern-Dependent Errors) führt. Überträgt man beispielsweise Datensignale mit einer Bitrate von 2.5 GBit/s, so entspricht die MHz-Dipfrequenz näherungsweise einer Anzahl von 2500 Bits. Typischerweise wird bei experimentellen oder numerischen Untersuchungen jedoch lediglich die Übertragung von  $2^7-1=127$  Bits untersucht. Folglich können die vom FM-Dip hervorgerufenen langen Patterneffekte nicht erfaßt werden.

<sup>9</sup>residual (griech.): als Rest verbleibend

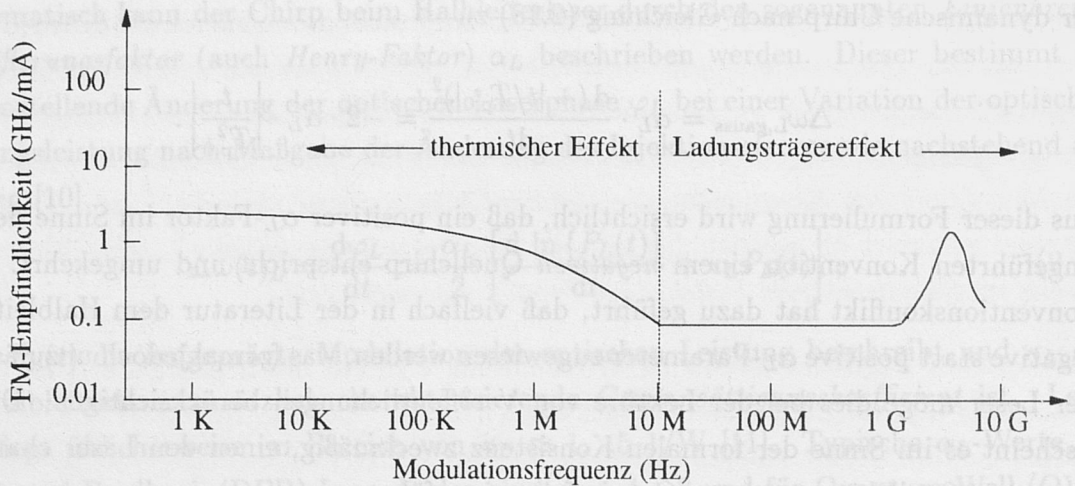


Abbildung 2.12: Typischer Verlauf der FM-Empfindlichkeit von Halbleiterlasern

Bereits durch Erhöhen der Bitanzahl auf  $2^{15}-1$  ( $=32767$  Bits) kann es dadurch zu einer erheblichen Verschlechterung der gemessenen Übertragungsqualität kommen. Eine Möglichkeit, den Einfluß dieses Einbruchs zu vermeiden, ist der Übergang zu anderen Modulationsformaten, wie beispielsweise zur return-to-zero-(RZ)-ASK, die zu einer Reduktion des niederfrequenten zugunsten höherfrequenter Signalanteile führen. Alternativ hierzu kann jedoch bereits beim Design der Laserdioden durch Einfügen einer zusätzlichen Sektion zur Phasensteuerung die FM-Nichtlinearität unterdrückt werden. Dies bedingt jedoch höheren technologischen Aufwand. Schließlich ist es jedoch auch möglich, externe Modulatoren einzusetzen. Letztere wollen wir nun kurz vorstellen.

### 2.3.2 Externe Modulation

Wie im vorigen Kapitel gezeigt, ist die direkte Intensitätsmodulation von Quellchirp und folglich von starker spektraler Verbreiterung des Eingangsspektrums begleitet. IM-Übertragungssysteme mit direkter Detektion des Signals an den Photodioden <sup>10</sup> sind gegenüber diesen unmittelbaren Phasenfluktuationen unempfindlich. Störungen treten hier lediglich durch die dispersions-induzierte FM-AM-Konversion <sup>11</sup> der Glasfaser auf. Die Leistungsfähigkeit von Systemen mit kohärenter Detektion ist jedoch entscheidend von der spektralen Breite des empfangenen Signals abhängig. Zur Vermeidung exzessiver Systemstörungen ist es daher zweckmäßig, die optische Quelle *extern* zu modulieren. Die Funktionsweise und alternative Realisierungsmöglichkeiten externer Modulatoren werden in den folgenden Abschnitten erläutert.

<sup>10</sup>zu den Begriffen *direkte und kohärente Detektion* siehe auch weiter unten

<sup>11</sup>siehe Kapitel 5.4.2.1



### 2.3.2.1 Linearer elektrooptischer Effekt zur externen Phasenmodulation

Im Gegensatz zur direkten Modulation wird der Halbleiterlaser bei externer Modulation mit konstantem Strom betrieben, was ebenfalls zu einer konstanten optischen Ausgangsleistung führt (engl.: Continuous-Wave Modulation). Die eigentliche Modulation wird durch einen nachgeschalteten Modulator vorgenommen. Hierzu ist es notwendig, durch Ausnutzung *elektrooptischer Effekte* das digitale elektrische Datensignal dem optischen Träger aufzuprägen. Es zeigt sich, daß eine gewisse Klasse von Kristallen bei Anlegen eines elektrischen Feldes  $E$  zu einer Veränderung der linearen Brechzahl  $n_{\text{lin}}$  führt, die phänomenologisch wie folgt beschrieben werden kann

$$n_{\text{lin}} = \chi_{\text{eo}} \cdot E, \quad (2.22)$$

wobei  $\chi_{\text{eo}}$  der *elektrooptische Koeffizient* ist. Diese lineare Abhängigkeit der Brechzahl von der Feldstärke bezeichnet man als *Pockels-Effekt*. Wie aus Gleichung (2.22) zu ersehen, tritt der lineare elektrooptische Effekt lediglich in Kristallen auf, die keine Inversionssymmetrie aufweisen, da ansonsten die Erfüllung der Invarianz der charakteristischen Gleichung bei Vorzeichenwechsel von  $E$  die unsinnige Bedingung  $\chi_{\text{eo}} \stackrel{!}{=} -\chi_{\text{eo}} \stackrel{!}{=} 0$  implizierte.

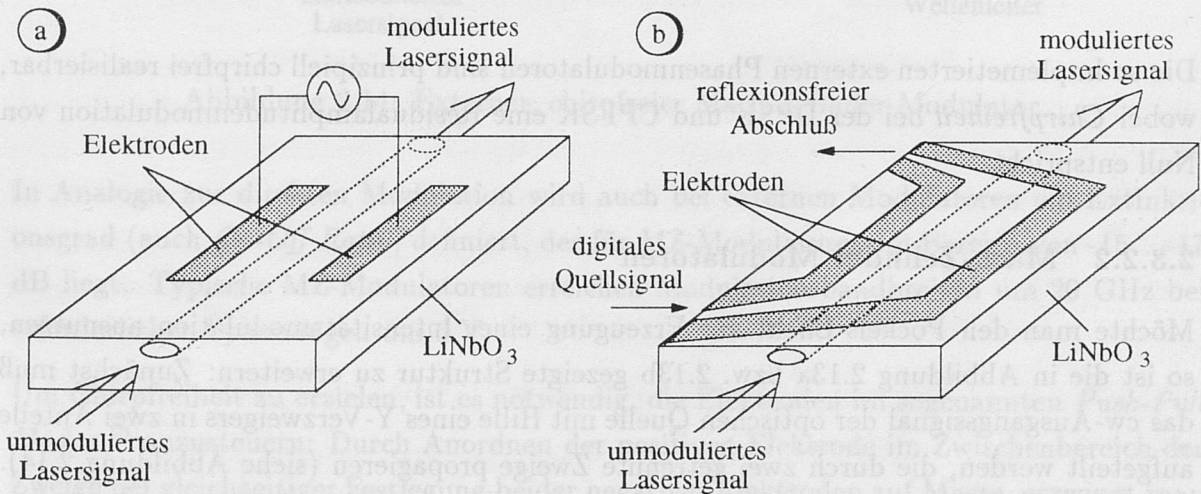


Abbildung 2.13: a) Externer Phasenmodulator (Lumped-Electrode Configuration) und b) DPSK- bzw. CPFSK-Wanderwellenmodulator

Das für die Herstellung von Modulatoren wichtigste Material mit linearem elektrooptischem Effekt ist  $\text{LiNbO}_3$ . Durch Eindiffundieren eines Wellenleiters in das  $\text{LiNbO}_3$ -Substrat läßt sich bei Anlegen eines  $E$ -Feldes die optische Phase des cw-Trägers modulieren und mithin eine externe DPSK bzw. CPFSK erzeugen. Die genaue Implementation



der Elektrodenstruktur ist hierbei an die erforderliche Grenzfrequenz anzupassen: Im Bereich geringer Datenraten kann eine diskrete Anordnung (engl.: Lumped Electrode) genutzt werden, d.h. das Potential wird lediglich an einem kurzen Bereich des Wellenleiters angelegt (siehe Abbildung 2.13a). Die erreichbare Performance dieser Anordnung ist durch die pro Einheit an Bandbreite zur Aufprägung eines vorgegebenen Phasen- bzw. Frequenzhubs  $\Delta f_{\text{FSK}}$  benötigte elektrische Leistung charakterisiert und beträgt in etwa

$$\frac{P_{\text{el}}}{\Delta f_{\text{FSK}}} \approx 1.7 \left( \frac{\mu\text{W}}{\text{MHz}} \right), \quad (2.23)$$

für einen Phasenhub von 1 rad [14]. Hieraus wird ersichtlich, daß bei hohen Datenraten ein Übergang zum *Wanderwellenmodulator* (engl.: Traveling-Wave Modulator) (siehe Abbildung 2.13b) <sup>12</sup> unumgänglich ist. Hierzu muß das elektrische Feld mit dem optischen Signal entlang des Modulators kopropagieren. Ausgangsseitig ist ferner auf einen reflektionsfreien Abschluß der Elektrodenstruktur zu achten. Die erreichbare Grenzfrequenz dieses externen Modulators ist dann durch die Laufzeitunterschiede der beiden Felder zueinander begrenzt. Die Performance wird zweckmäßigerweise in Form eines Bandbreite-Elektrodenlänge-Produkts ( $B_{\text{mod}}L_{\text{el}}$ ) beschrieben und beträgt für LiNbO<sub>3</sub> etwa [14]

$$B_{\text{mod}}L_{\text{el}} \approx 9 \text{ (GHz} \cdot \text{cm)}. \quad (2.24)$$

Die so implementierten externen Phasenmodulatoren sind prinzipiell chirpfrei realisierbar, wobei *Chirpfreiheit* bei der DPSK und CPFSK eine Residualamplitudenmodulation von Null entspricht.

### 2.3.2.2 Mach-Zehnder Modulatoren

Möchte man den Pockels-Effekt zur Erzeugung einer Intensitätsmodulation ausnutzen, so ist die in Abbildung 2.13a bzw. 2.13b gezeigte Struktur zu erweitern: Zunächst muß das cw-Ausgangssignal der optischen Quelle mit Hilfe eines Y-Verzweigers in zwei Anteile aufgeteilt werden, die durch zwei getrennte Zweige propagieren (siehe Abbildung 2.14). Obgleich auch die elektrooptische Beeinflussung eines einzigen Modulatorarmes ausreichen würde, ist es zur Chirpminimierung empfehlenswert, beide Zweige zu modulieren. Dies wird an späterer Stelle noch deutlich. Liegt an den Elektroden kein Potential an, so überlagern sich die Leistungsanteile am Ende des Modulators in einem zweiten Y-Glied konstruktiv. Durch Anlegen eines Potentials kann jedoch die relative Brechzahl zwischen

<sup>12</sup>Abbildung 2.13b versteht sich als Prinzipbild eines Wanderwellenmodulators. Für die praktische Implementation sind die genauen Abmessungen und Abstände der Elektroden im Hinblick auf konstantes Verhältnis von Kapazität zu Widerstandswert zu optimieren.

beiden Armen unter Ausnutzung des linearen elektrooptischen Effekts variiert werden, was zu einer Beeinflussung der Interferenz der Teilfelder führt. Im besonderen kann durch adäquates Potential ein Phasenunterschied von  $\pi$  hervorgerufen werden, was im Idealfall die vollständige destruktive Interferenz ergibt. Durch Ansteuerung der Elektroden mit dem Datensignal der elektrischen Quelle kann somit eine externe Intensitätsmodulation realisiert werden. Dieses Prinzip gleicht dem Morsen mit einer Taschenlampe, wobei der Modulator einer den Photonenfluß kontrollierenden Blende entspricht.

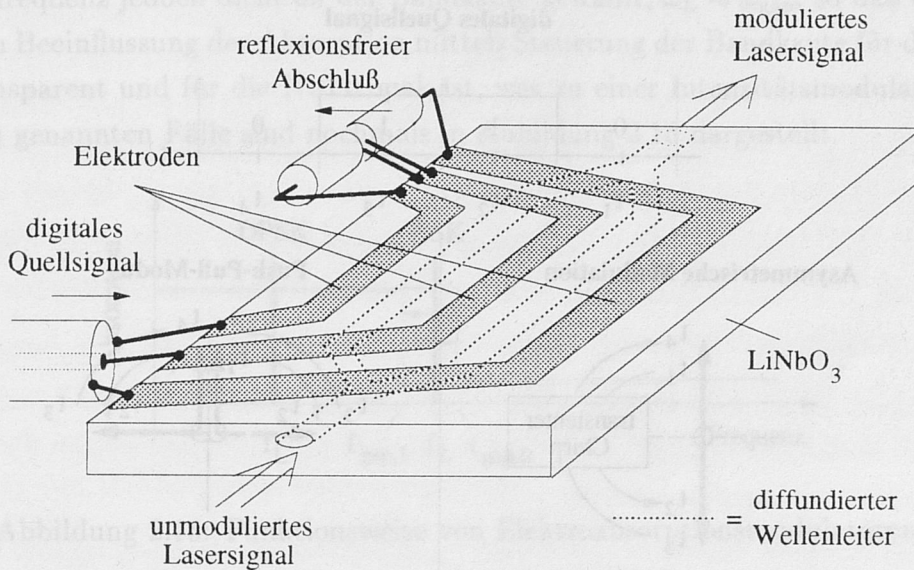


Abbildung 2.14: Externer, chirpfreier Mach-Zehnder Modulator

In Analogie zur direkten Modulation wird auch bei externen Modulatoren ein Extinktionsgrad (auch *On-Off Ratio*) definiert, der für MZ-Modulatoren im Bereich von -15...-17 dB liegt. Typische MZ-Modulatoren erreichen Modulationsbandbreiten um 20 GHz bei erforderlichen Spannungen um 6 V.

Um Chirpfreiheit zu erzielen, ist es notwendig, die Elektroden im sogenannten *Push-Pull Modus*<sup>13</sup> anzusteuern: Durch Anordnen der positiven Elektrode im Zwischenbereich der Zweige bei gleichzeitiger Festlegung beider negativer Elektroden auf Masse, erzwingt man ein synchrones Ansteuern beider Modulatorarme. Für das Verständnis von wesentlicher Bedeutung ist, daß je nach Ausrichtung des angelegten  $E$ -Feldes relativ zur transversalen charakteristischen  $z$ -Kristall-Richtung der Pockels-Effekt zu einer Erhöhung oder auch Absenkung der Brechzahl im Medium führt. Mithin resultiert aus der elektrischen Gleichtaktansteuerung der Elektrodenpaare eine optischen (Brechzahl-)Gegentaktausteerung,

<sup>13</sup>Die Bezeichnung *Push-Pull* liegt in der zeitlichen Änderung der Potentialgradienten zwischen den Elektroden begründet, die der Bewegung eines Ruderers ähnelt.



so daß sich zwar derselbe stationäre Gesamtphasenhub relativ zwischen den beiden Zweigen einstellen läßt, der zur konstruktiven oder destruktiven Interferenz führt, gleichsam sich jedoch die transienten Chirpeffekte der individuellen Arme bei der Überlagerung annihilieren – der Modulator wird im Idealfall chirpfrei.

Die Funktionsweise und das resultierende optische Modulatorausgangssignal sind in Abbildung 2.15 nochmals grafisch sowohl für die asymmetrische Modulation als auch für den Push-Pull-Betrieb veranschaulicht.

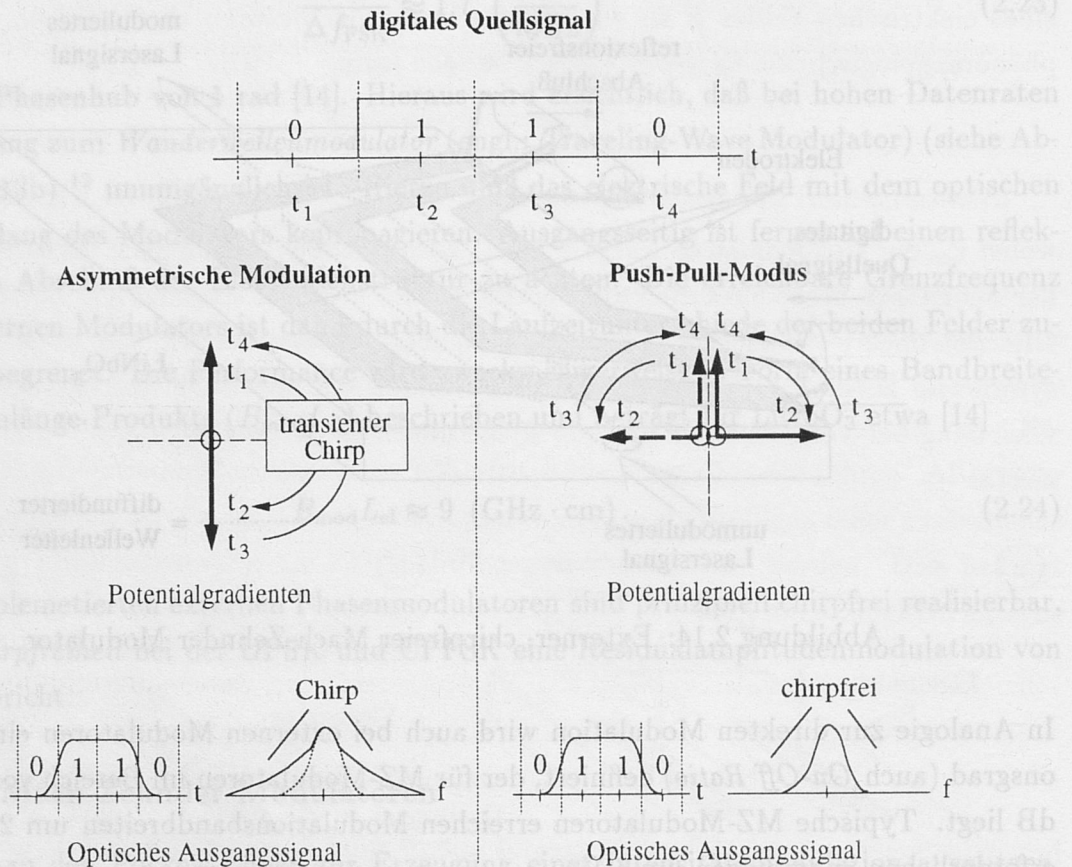


Abbildung 2.15: Erläuterung des Push-Pull-Modus (Pfeile symbolisieren die Potentialgradienten)

Besonders elegant läßt sich das Push-Pull-Konzept durch Koaxialversorgung der Elektroden implementieren, wobei der Mittelleiter unmittelbar mit der Mittenelektrode und der Außenleiter mit den negativen Seitenelektroden zu verbinden ist (siehe Abbildung 2.14).

### 2.3.2.3 Elektroabsorptionsmodulatoren

Eine weitere Möglichkeit zur externen Modulation besteht in der Ausnutzung von Bandkanteneffekten in Halbleitermaterialien. Bei den sogenannten *Elektroabsorptionsmodula-*

toren (engl.: **E**lectro-**A**bsorption Modulators) nutzt man die Tatsache, daß die Absorptionskante von Halbleitern durch Anlegen eines Potentials in gewissem Rahmen zu höheren Wellenlängen verschoben werden kann. Der genaue Einfluß dieser Verschiebung auf das optische Signal hängt von der spezifischen optischen Frequenzlage des cw-Trägerlichts ab: Liegt die Laserkreisfrequenz  $\omega_L$  deutlich unterhalb der Bandkantenkreisfrequenz  $\omega_{\text{gap}}$ , so wird sich anstelle der Absorptionsveränderung primär die Änderung des Phasengangs bemerkbar machen, so daß eine Phasenmodulation vorliegt. Im allgemeinen wird die Laserkreisfrequenz jedoch dicht an der Bandkante gewählt,  $\omega_L \approx \omega_{\text{gap}}$ , so daß der Modulator durch Beeinflussung der Absorption mittels Steuerung der Bandkante für die logische EINS transparent und für die NULL opak ist, was zu einer Intensitätsmodulation führt. Die beiden genannten Fälle sind nochmals in Abbildung 2.16 dargestellt.

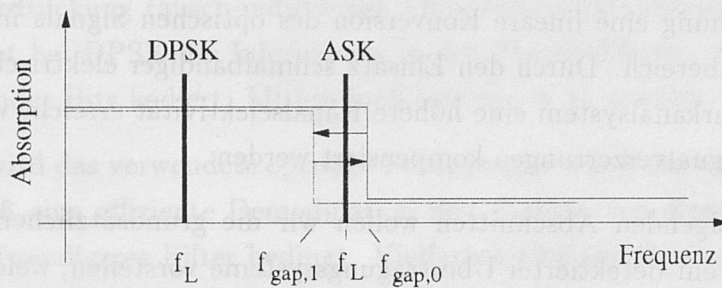


Abbildung 2.16: Funktionsweise von Elektroabsorptionsmodulatoren

Die besondere Attraktivität der EA-Modulatoren liegt in der Integrierbarkeit von optischer Quelle und Modulator auf einem Substrat begründet, wobei aufgrund des stärkeren Elektroabsorptionseffekts bevorzugt Multi-Quantum-Well-Strukturen Verwendung finden. Die äquivalenten Linienbreitevergrößerungsfaktoren derartiger kommerziell erhältlicher integrierter Module betragen näherungsweise  $\alpha_{\text{EA}} \approx 0.2 \dots 0.3$  [15], wobei sich experimentell Modulationsbandbreiten im Bereich von  $B_{\text{mod}} \approx 10 \text{ GHz} - 20 \text{ GHz}$  erreichen lassen.

## 2.4 Detektionsverfahren

Amplituden-, frequenz- oder phasenmodulierte Signale können empfängerseitig auf zwei Arten detektiert werden, direkt oder kohärent. Der Begriff *kohärent* stammt ursprünglich aus der elektrischen Nachrichtentechnik. Hier bezeichnet er Detektionsverfahren, bei denen die absolute optische Phase des Signals vom Empfänger diskriminiert<sup>14</sup> wird. In diesem Sinne würde eine optische Leitungskodierung in der Signalamplitude nicht als kohärent gelten. Da in der Literatur zur *optischen* Nachrichtentechnik jedoch vielfach

<sup>14</sup>diskriminiert = detektiert



kohärente ASK-Verfahren diskutiert werden, wird deutlich, daß die Begriffsdefinition in der elektrischen und optischen Nachrichtentechnik unterschiedlich ist. Selbst im Rahmen der Literatur zur Optik findet sich Inkonsistenz bei der Begriffsbestimmung.

In Übereinstimmung mit der Mehrheit der Veröffentlichungen in der Fachliteratur, wollen wir hier Systeme als *kohärent* definieren, falls sie empfängerseitig eine nichtlineare Mischung zweier optischer Wellen durchführen, wovon eine am Ort des Empfängers generiert wurde. Diesen empfängerseitigen Laser bezeichnet man als Lokaloszillator. Der eigentliche Vorteil dieser kohärenten Systeme besteht zum einen in der Ausnutzung eines optischen Vorverstärkungseffekts durch den LO, der es ermöglicht, das thermische Rauschen der nachgeschalteten Komponenten zu überwinden und so Empfindlichkeiten dicht an der theoretischen Quantenrauschgrenze<sup>15</sup> zu erreichen. Zum anderen ergibt sich durch die Art der Mischung eine lineare Konversion des optischen Signals in den elektrischen Zwischenfrequenzbereich. Durch den Einsatz schmalbandiger elektrischer Filter kann so im optischen Mehrkanalsystem eine höhere Kanalselektivität erreicht werden und ferner können lineare Signalverzerrungen kompensiert werden.

In den beiden folgenden Abschnitten wollen wir die grundsätzlichen Konfigurationen direkt- und kohärent-detektierter Übertragungssysteme vorstellen, welche die Grundlage der späteren Systemanalysen bilden.

### 2.4.1 Direkte Detektion

Abbildung 2.17 zeigt das Blockdiagramm eines vorverstärkten Direktdetektions-(DD)-Empfängers. Das ankommende optische Signal wird zunächst in einem optischen Vorverstärker (engl.: Preamplifier) verstärkt.

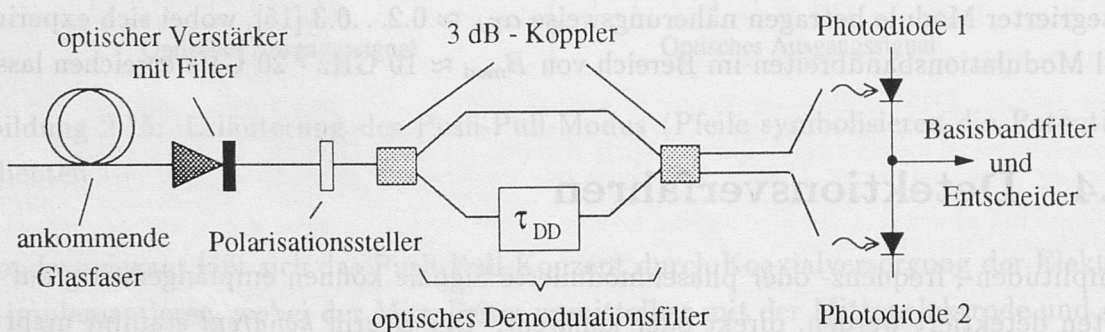


Abbildung 2.17: Blockschaltbild eines optisch-vorverstärkten Direkttempfängers

Zur Unterdrückung des breitbandigen spontanen Verstärkerrauschens wird das optische Signal anschließend in einem Bandpaß optisch gefiltert. Die eigentliche Demodulation

<sup>15</sup>siehe Kapitel 4.4.1

erfolgt im optischen Interferenzfilter, wobei die Wahl der Verzögerungszeit  $\tau_{DD}$  der Art der Modulation angepaßt sein muß:

$$\tau_{DD} := \begin{cases} 0 & : \text{ bei Amplitudenumtastung} \\ < T_b & : \text{ bei Frequenzumtastung} \\ = T_b & : \text{ bei Differenzieller Phasenumtastung} \end{cases} \quad (2.25)$$

Hierbei ist  $T_b$  die zeitliche Dauer eines Bits. Durch Wahl von  $\tau_{DD} < T_b$  erreicht man im Filter eine Konversion von FM zu AM, die es ermöglicht, eine senderseitige FSK direkt zu detektieren. Im einfachsten Fall wird zur Konversion ein Mach-Zehnder-Filter genutzt, wobei die optische Frequenz der logischen NULL dem Nulldurchgang der MZ-Amplitudenfunktion zugeordnet wird und die Frequenz der logischen EINS dem Maximalpegel entspricht. Dabei erfolgt durch die begrenzende Wirkung des Maximums eine zusätzliche Unterdrückung rausch-induzierter Amplitudenfluktuationen. Wie in Kapitel 2.2.3 erläutert, ist bei DPSK die Information in der Phasendifferenz zweier unmittelbar aufeinanderfolgender Bits kodiert. Mithin muß hier  $\tau_{DD} = T_b$  gewählt werden.

Im allgemeinen wird das verwendete optische Filter jedoch eine Polarisationsabhängigkeit aufweisen, so daß eine effiziente Demodulation den Einsatz von Regelungen oder aber technologisch aufwendigerer Filter bedingt. Vielfach bleibt gerade dieser Aspekt bei der Betrachtung von DD-Systemen unberücksichtigt.

Die beiden Ausgangssignale des optischen Interferenzfilters werden von zwei Photodioden detektiert und deren elektrische Signalströme voneinander subtrahiert. Dadurch wird sowohl die Energie der logischen EINS als auch die der logischen NULLEN detektiert, was gegenüber einem Einphotodiodendetektor einen Empfindlichkeitsgewinn von 3 dB ergibt. Man bezeichnet eine derartige Konfiguration nach dem Englischen als *Balanced Receiver*<sup>16</sup>. Schließlich werden die bei der nichtlinearen Detektion entstandenen hochfrequenten Frequenzanteile in einem elektrischen Tiefpaßfilter unterdrückt. Da zwischen dem elektrischen Strom  $I_{PD}$  und der auf der Photodiode einfallenden optischen Signalleistung  $P_{sig}$  nachstehende Proportionalität gilt

$$I_{PD} \propto P_{sig} \propto |E_{sig}|^2, \quad (2.26)$$

kann das gewonnene elektrische Basisbandsignal dem Entscheider zur Regeneration der gesendeten elektrischen Bitfolge zugeführt werden.

Bei Intensitätsmodulation ist kein Interferenzfilter erforderlich ( $\tau_{DD} = 0$ ). Das optische Signal kann hier direkt einer Photodiode zugeführt werden und deren elektrisches Signal nach erfolgter Tiefpaßfilterung entschieden werden, ohne daß dies zu einer Empfindlichkeitseinbuße führt.

<sup>16</sup>balanced (engl.): balanciert, ausgeglichen



### 2.4.2 Kohärente Detektion

Der prinzipielle Aufbau eines kohärent-detektierten Systems (engl.: **Coherent Detection**) ist in Abbildung 2.18 dargestellt. Wie ersichtlich, ist er dem Direktempfänger sehr ähnlich. Ein wichtiger Unterschied besteht jedoch darin, daß das ankommende Signal nicht mit sich selbst an den Photodioden nichtlinear gemischt wird, sondern vielmehr mit einem lokal-generierten monochromatischen Signal, dem *Lokalszillator* (engl. **Local Oscillator**).

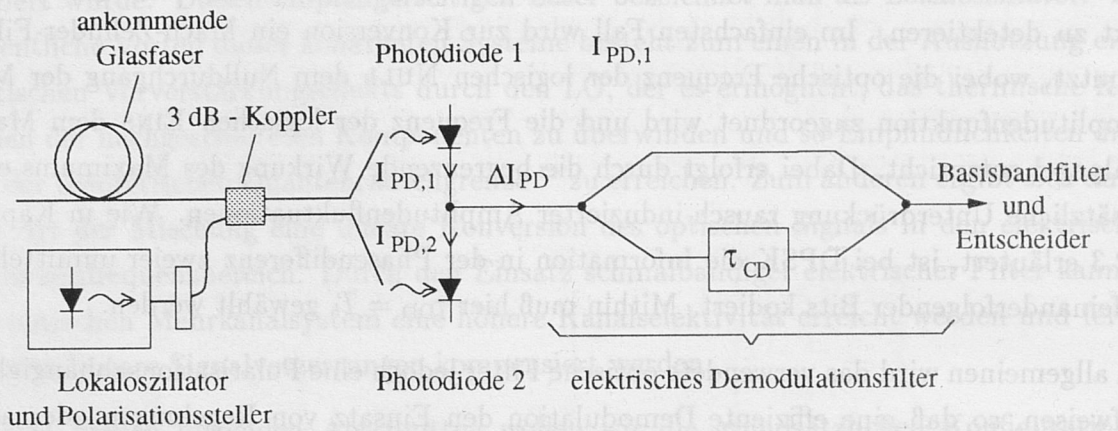


Abbildung 2.18: Blockschaltbild eines kohärenten Empfängers

Diese lokale Welle  $\tilde{E}_{LO}$  wird dem ankommenden Signal  $\tilde{E}_{sig}$  zunächst in einem passiven Koppler überlagert ( $\tilde{E}_{LO} + \tilde{E}_{sig}$ ). Die effiziente Mischung bedingt auch hier die Kopolarisation von LO- und Signalfeld. Anschließend erfolgt die Quadrierung und Betragsbildung des resultierenden Gesamtfeldes bei der Detektion in den Photodioden gemäß Gleichung (2.26). Mathematisch kann das zeitabhängige Ausgangssignal einer Photodiode  $I_{PD1}(t)$  bei Kopolarisation wie folgt formuliert werden <sup>17</sup>

$$I_{PD1}(t) = \frac{R}{2} \left[ \tilde{E}_{LO} + \tilde{E}_{sig}(t) \right]^2 \quad (2.27)$$

$$I_{PD1}(t) = \frac{R}{2} P_{LO} + \frac{R}{2} P_{sig} + R \sqrt{P_{sig}(t) P_{LO}} \cdot \cos \{ \omega_{IF} t + \varphi_{IF}(t) + \varphi_{noise}(t) \} + \varphi_{add}. \quad (2.28)$$

Hierbei ist  $R$  die Empfindlichkeit der Photodiode (engl.: **Responsivity**),  $P_{LO}$  bzw.  $P_{sig}$  die optische Leistung des Lokalszillators respektive des modulierten Signals,  $\omega_{IF}$  die sogenannte Zwischenfrequenz (engl.: **Intermediate Frequency**) und  $\varphi_{IF}$  die Phase des Zwischenfrequenzsignals.

<sup>17</sup>die hochfrequenten Anteile werden wiederum durch ein nachgeschaltetes Tiefpaßfilter unterdrückt und sind daher bereits an dieser Stelle vernachlässigt

Unter Berücksichtigung der Zusammenhänge

$$\omega_{\text{IF}}(t) := \omega_{\text{sig}}(t) - \omega_{\text{LO}} \quad (2.29)$$

$$\varphi_{\text{IF}}(t) := \phi_{\text{sig}}(t) - \phi_{\text{LO}} \quad (2.30)$$

wird ersichtlich, daß die Zeitfunktionen  $\omega_{\text{IF}}(t)$  und  $\varphi_{\text{IF}}(t)$  die Replika der optischen Phasen- bzw. Frequenzmodulation im Zwischenfrequenzbereich sind. Schließlich berücksichtigen die Größen  $\varphi_{\text{noise}}$  und  $\varphi_{\text{add}}$  noch das gemeinsame Phasenrauschen von Signal und LO respektive additives Rauschen.

Je nach Wahl der optischen Frequenz des Lokalszillators kann man zwischen zwei Ausführungen kohärenter Systeme unterscheiden: Beim *Homodynempfang* gleicht die LO-Frequenz der Signalfrequenz, woraus sich  $\omega_{\text{IF}} = 0$  ergibt. Beim *Heterodynempfang* hingegen sind beide Mittenfrequenzen derartig versetzt, daß sich  $\omega_{\text{IF}} \approx 10 \dots 40$  GHz ergibt. Theoretisch resultiert daraus für den Homodynempfang gegenüber der Heterodyntechnik in einem Empfindlichkeitsgewinn von 3 dB. Dies wird verständlich, wenn man berücksichtigt, daß die mittlere optische Leistung an den Photodioden  $P_{\text{ave}}$  folgende Proportionalität aufweist

$$P_{\text{ave}} \propto \langle \cos^2(\psi) \rangle = \langle \frac{1 - \cos(2\psi)}{2} \rangle, \quad (2.31)$$

wobei  $\psi := \omega_{\text{IF}}t + \varphi_{\text{IF}} + \varphi_{\text{noise}}$  ist und  $\langle \rangle$  den zeitlichen Mittelwert symbolisiert. Bei Heterodynempfang gilt  $\psi \neq 0$ , so daß sich ein Mittelwert von 0.5 ergibt. Im Gegensatz hierzu ergibt sich bei homodyner Detektion mit  $\psi \approx 0$  der zweifache Wert. Praktisch gesehen bedingt jedoch die Realisierung von Homodynempfängern die sehr genaue Regelung der Lokalszillatorphase nach Maßgabe des eintreffenden Signals. Dies läßt sich nur durch eine aufwendige optische Phasenregelung erreichen. Aus diesem Grund kommen in praxi Homodynempfänger nicht zum Einsatz.

Aus Gleichung (2.28) wird deutlich, daß der Lokalszillator das ankommende, gedämpfte Signal quasi optisch vorverstärkt. Im Vergleich zu Direktempfängern *ohne* optischen Vorverstärker macht sich dies in einer wesentlich höheren Gesamtempfindlichkeit bemerkbar. Dieser Vorteil läßt sich in rein linearen Punkt-zu-Punkt-Systemen unmittelbar in einen Gewinn an übertragbarer Länge umrechnen. Bei Verteilsystemen ergibt sich in eine größere Versorgungsrate an Teilnehmern (engl.: Splitting Ratio) pro optische Quelle.

Schließlich sei erwähnt, daß auch beim CD-Empfänger eine Zweiphotodiodenkonfiguration verwendet werden kann. Der elektrische Ausgangsstrom der zweiten Diode läßt sich dann wie folgt formulieren

$$I_{\text{PD2}} = \frac{R}{2} P_{\text{LO}} + \frac{R}{2} P_{\text{sig}} - R \sqrt{P_{\text{sig}}(t) P_{\text{LO}}} \cdot \cos \{ \omega_{\text{IF}}t + \varphi_{\text{IF}}(t) + \varphi_{\text{noise}}(t) \} + \varphi_{\text{add}}, \quad (2.32)$$



wobei das unterschiedliche Vorzeichen in den Gleichungen (2.27) und (2.32) auf die im verlustlosen Koppler zwangsläufig entstehenden Phasenunterschiede zurückzuführen ist. Für die Differenz der Ströme  $\Delta I_{PD}$  erhalten wir dann

$$\Delta I_{PD} := I_{PD1-PD2} = 2R\sqrt{P_{\text{sig}}(t)P_{\text{LO}}} \cdot \cos\{\omega_{\text{IF}}t + \varphi_{\text{IF}}(t) + \varphi_{\text{noise}}(t)\} + \phi_{\text{add}}. \quad (2.33)$$

Folglich führt der Balanced Receiver nicht nur zu einem 3 dB-Empfindlichkeitsgewinn, sondern auch zur Unterdrückung der unerwünschten, unmodulierten Spektralanteile.

Die vergleichende Gegenüberstellung der spezifischen Systemanforderungen und Empfindlichkeiten direkter und kohärenter Systeme soll aus didaktischen Gründen erst an späterer Stelle erfolgen. Für Kostenvergleiche sei an dieser Stelle jedoch darauf hingewiesen, daß nicht nur kohärente Systeme einen aktiven Halbleiterlaser am Empfänger benötigen. Vielmehr wird auch bei vorverstärkten Direktempfängern ein Pumplaser als Energiequelle benötigt. Dies bleibt häufig bei vergleichenden Studien unberücksichtigt.

## Kapitel 3

# Gütekriterien optischer Übertragungssysteme

Um die Leistungsfähigkeit unterschiedlicher Systemkonfigurationen miteinander vergleichen zu können und die Auswirkungen von Störeffekten auf die Systemgüte quantifizieren zu können, wurden gewisse Kennzahlen definiert, die in den folgenden Abschnitten vorgestellt werden. Vorweggenommen sei, daß üblicherweise der englische Begriff *Performance* anstelle von *Systemgüte* verwendet wird.

### 3.1 Bitfehlerratenkurve

#### 3.1.1 Definition, Bedeutung und meßtechnische Ermittlung

Die eigentliche Aufgabe eines Übertragungssystems ist es, Informationen von einem oder mehreren Sendern zu einem oder mehreren Empfängern zu transportieren. Hierbei sind im Idealfall die empfangene und die ursprünglich gesendete Information völlig identisch. In realen Systemen treten jedoch auf der Übertragungsstrecke deterministische oder stochastische Signalveränderungen auf, welche die Performance beeinträchtigen. Die einfachste Art, die Übertragungsqualität eines digitalen Systems zu charakterisieren, ist das Zählen fehlerhaft entschiedener Datenbits. Hierbei kann eine EINS fälschlicherweise als NULL erkannt worden sein (engl.: Missed One); der umgekehrte Fall (engl.: False Alarm) ist jedoch auch möglich. Setzt man die Anzahl der fehlerhaft erkannten Bits zur Gesamtanzahl transmittierter Datenbits ins Verhältnis, so erhält man als Maß der Performance die Wahrscheinlichkeit eines Fehlers, die mit dem englischen Begriff **Bit-Error Ratio** bezeichnet wird. In experimentellen Aufbauten verwendet man sogenannte BER-Testsets, die eine Pseudo-Zufallsfolge, ein *PRBS-Wort*, bestimmter zeitlicher Länge in die vorgegebene Konfiguration einspeisen und dann das gesendete Wort mit dem empfangenen vergleichen. Hierbei treten zwei Fragen auf: Welche Mindestlänge muß das Wort haben, d.h. wieviele Bits müssen übertragen werden und bei welcher Bitfehlerrate kann das System als für den praktischen Feldeinsatz aus technischer Sicht nutzbar angesehen werden?

Zur Beantwortung dieser Fragen müssen wir uns verdeutlichen, daß eine BER-Messung nur dann verläßlich Aussagen erlaubt, wenn sich alle auftretenden Fehler innerhalb der Wortlänge in ihrer Wirkung voll ausbilden können. Folglich ist die erforderliche Min-



destlänge des Wortes eine Funktion der potentiell auftretenden Fehler. Durch vergleichende, numerische und experimentelle Untersuchungen konnte beispielsweise festgestellt werden, daß zur Quantifizierung der linearen Dispersionsgrenzen eine Pseudo-Random-Wortlänge von  $2^7 - 1$  Bits ausreichend ist [16]. Wie jedoch bereits erwähnt, können sich bei dieser Wortlänge und Datenraten oberhalb von 2.5 Gbit/s die vom FM-Dip herrührenden niederfrequenten Bitmustereffekte nicht voll ausbilden, so daß die hierdurch hervorgerufene Performancebeeinträchtigung nicht erfaßt werden kann.

Im Falle der große Mehrzahl der in den vergangenen Jahren veröffentlichten Systemexperimente wurde eine Wortlänge von  $2^7 - 1$  Bits genutzt. Aufgrund zunehmender Diskussionen, die auf der *Conference on Optical Fiber Communication* (OFC) 1994 in San Jose in einer generellen Ablehnung aller Post-Deadline Systemexperimente mit einer Wortlänge von  $2^7 - 1$  kulminierten, ist es jedoch empfehlenswert, zukünftige Experimente mit maximal möglicher Wortlänge, minimal jedoch mit  $2^{15} - 1$  Bits durchzuführen. Prinzipiell wird der Systembegutachter dadurch zwar von der Notwendigkeit des tieferen Verständnis zur Beurteilung der Relevanz etwaiger Fehlerquellen enthoben, so daß man bei erfolgreichem Experiment generell von der technischen Einsetzbarkeit des Konzepts ausgehen kann; dennoch nehmen durch die wesentlich höheren Anforderungen an die elektrischen Empfangskomponenten Fehler durch ungenügend breitbandige Elektronik zu. Mithin ist es nicht ohne weiteres möglich, zwischen optischen und elektronischen Fehlerquellen zu unterscheiden. In diesem Sinne zeugen Systemexperimente mit astronomischer Wortlänge im Bereich von  $2^{31} - 1$  Bits dann auch wohl eher von einem *fully-engineered system design*, das jedoch im vordersten Forschungs- und Entwicklungsbereich im besonderen aus Kostengründen nicht primär erstrebenswert ist.

Zur Untersuchung der zweiten Frage muß man sich die historisch gewachsene Situation im Systembereich vor Augen halten: Sämtliche bereits verlegte Systeme nutzen bislang noch 3R-Regeneratoren zur Signalregeneration auf der Strecke.<sup>1</sup> Für diese Systeme mit elektrooptischer Wandlung ist es notwendig, die Fehlerwahrscheinlichkeit unterhalb von  $\text{BER}=10^{-9}$  zu halten, um einwandfreies Refreshing, Reshaping und Retiming zu garantieren. Folglich ist diese Güte das in der Fachliteratur fest verankerte Gütekriterium. In derartigen, vor allem durch Dämpfung begrenzten Systemen wird das genannte Kriterium durch die erforderliche optische Leistung zur Erreichung von  $\text{BER}=10^{-9}$  vervollständigt. Als Maß der Leistung wird hierzu die notwendige zeitlich-gemittelte optische Empfangsleistung unmittelbar an der Photodiode gemessen. Je geringer diese erforderliche Leistung ist, desto größer kann im dämpfungsbegrenzten System der Abstand zweier konsekutiver 3R-Regeneratoren gewählt werden.

<sup>1</sup> Erste voll optisch-transparente Systeme werden voraussichtlich 1995 in Betrieb genommen.

Besonders wichtig ist jedoch zu erkennen, daß diese Argumentation einzig für rein lineare Systeme zutreffend ist und bei Auftreten faseroptischer Nichtlinearitäten nicht völlig korrekt ist. Dies liegt darin begründet, daß im nichtlinearen Betriebsfall ein empfängerseitiger Empfindlichkeitsgewinn nicht mehr unmittelbar in eine Erhöhung des zulässigen Sendepiegels und folglich in einen Gewinn an überbrückbarer Strecke umgerechnet werden kann. Vielmehr muß der zusätzliche Anstieg an nichtlinearer Wechselwirkung als eine Art Rückkopplung mit berücksichtigt werden. Noch deutlicher wird dies bei der Betrachtung der *Bitfehlerratenkurven*. Üblicherweise wird das System nicht nur für einen Arbeitspunkt ( $\text{BER}=10^{-9}$ ) charakterisiert, sondern zusätzlich die sich einstellende Bitfehlerrate als Funktion der optischen Empfangsleistung an der Photodiode gemessen. Eine solche Bitfehlerratenkurve ist exemplarisch in Abbildung 3.1a dargestellt.

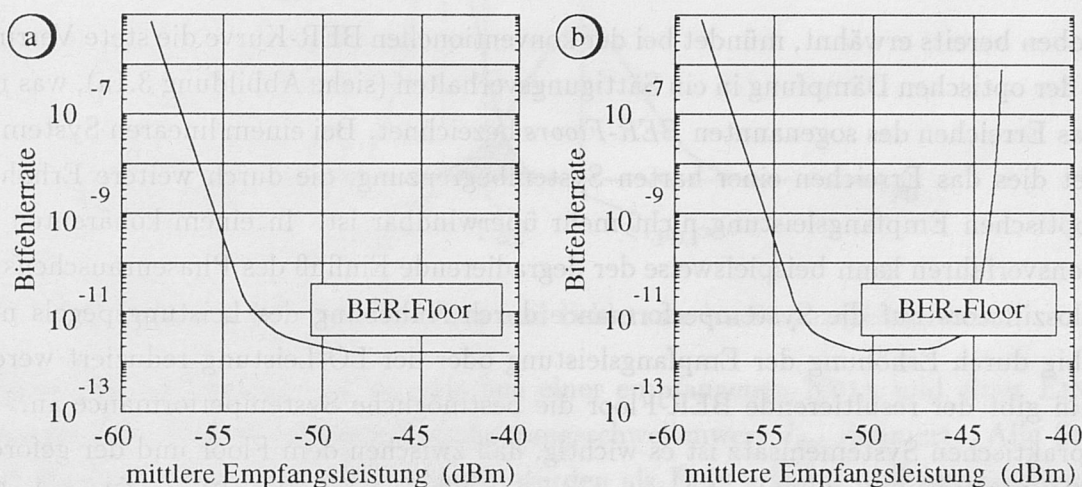


Abbildung 3.1: Exemplarische Bitfehlerratenkurve a) aufgenommen durch Variation des empfängerseitigen Dämpfungsglieds (konventionell) und b) wie hier vorgeschlagen durch Variation der Sendeleistung

Besonders wichtig ist, daß zur Messung der BER-Kurve die optische Leistung an der Photodiode nicht durch unmittelbare Variation der optischen Sendeleistung verändert wird, sondern mit Hilfe eines empfängerseitig angeordneten optischen Dämpfungsglieds. Obgleich beide Arten der Leistungsbeeinflussung in einem linearen System (nahezu) identisch sind, sind die sich ergebenden Verläufe in einem nichtlinearen System im allgemeinen deutlich verschieden: Während die Bitfehlerrate bei Verringerung der empfängerseitigen Dämpfung stets abnimmt (bzw. konstant wird), kommt es im Falle senderseitiger Variation bei höheren Leistungspegeln zu einer Verschlechterung der Performance aufgrund der verstärkt wirkenden nichtlinearen faseroptischen Effekte. Dies liegt darin begründet, daß bei unmittelbarer Veränderung der Sendeleistung auch die faseroptischen Nichtlinearitäten in nichtlinearer Weise verändert werden, so daß der absolute nichtlineare Neben-



sprechpegel verändert wird. Im Vergleich hierzu bleibt bei Variation der Leistung mittels Dämpfungsglied der Nebensprechpegel konstant. Vermessen wird hier demnach lediglich die Empfindlichkeit des Empfängers und nicht die Übertragungseigenschaften der Strecke. Letztere sind jedoch in einem optisch-zwischenverstärkten System maßgebend.

Zusammenfassend wollen wir festhalten, daß durch den Generationswechsel optischer Systeme, von elektrooptisch-regenerierter zu optisch-zwischenverstärkter Übertragung die im Systembereich tief verwurzelten klassischen Gütekriterien an Bedeutung verlieren, bzw. zumindest hinterfragt werden müssen. So ist es bei einer herkömmlichen Bitfehleratenkurve nicht uneingeschränkt möglich, von der Systemgüte bei einem Arbeitspunkt auf die tatsächliche Systemgüte bei einem anderen Arbeitspunkt zu schließen, wie dies fälschlicherweise vielfach in der Literatur getan wird.

Wie oben bereits erwähnt, mündet bei der konventionellen BER-Kurve die stete Verringerung der optischen Dämpfung in ein Sättigungsverhalten (siehe Abbildung 3.1a), was man als das Erreichen des sogenannten *BER-Floors* bezeichnet. Bei einem linearen System bedeutet dies das Erreichen einer harten Systembegrenzung, die durch weitere Erhöhung der optischen Empfangsleistung nicht mehr überwindbar ist. In einem kohärenten Detektionsverfahren kann beispielsweise der degradierende Einfluß des Phasenrauschens des Lokoszillators auf die Systemperformance durch Anhebung des Leistungspegels nicht beliebig durch Erhöhung der Empfangsleistung oder der LO-Leistung reduziert werden. Mithin gibt der resultierende BER-Floor die bestmögliche Systemperformance an. Für den praktischen Systemeinsatz ist es wichtig, daß zwischen dem Floor und der geforderten Soll-Bitfehlerrate eine hinreichende Leistungsdifferenz besteht. Dieser Überschuß an Qualität ist ein Maß der Systemreserve (engl.: System Margin), die sicherstellt, daß das System über Jahrzehnte hinweg auch bei Alterung der Komponenten die gestellten Anforderungen erfüllt. Im allgemeinen sollte daher die zu realisierende Systemperformance das geforderte Kriterium von  $\text{BER}=10^{-9}$  weit übertreffen, d.h. der Floor deutlich unterhalb dieser Grenze liegen.

Es ist jedoch auch möglich, daß der BER-Floor oberhalb der geforderten Bitfehlerrate liegt. In diesem Fall sind entscheidende Veränderungen des Systemdesigns zur Bekämpfung der Störquellen vorzunehmen. Alternativ hierzu kann man jedoch auch *Vorwärts-Fehlerkorrekturverfahren* (engl.: Forward-Error Correction) anwenden. Hierbei wird ein gewisser Anteil der übertragenen Bits (typisch 10%) zur Kontrolle senderseitig redundant gesendet, um empfängerseitig die logische Korrektur etwaiger Fehler zu ermöglichen. Die effektiv übertragene Informationsrate nimmt um diesen sogenannten *Overhead* ab. Bei hohen Datenraten um 10 Gbit/s bedingt die Implementation der erforderlichen Coder und Decoder jedoch entscheidenden technologischen und folglich auch finanziellen Aufwand.

### 3.1.2 Analytische Berechnung

Wie wir gesehen haben, liegt unmittelbar am Entscheider stets eine Amplitudenmodulation vor. Die eigentliche Entscheidung kann dann in einem *Strom- bzw. Spannungshistogramm* veranschaulicht werden. Ein exemplarisches Strom-Histogramm ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Hierbei entspricht  $\langle I_{PD,0} \rangle$  dem mittleren elektrischen Strompegel einer logischen NULL und  $\langle I_{PD,1} \rangle$  dem mittleren Pegel der logischen EINS unmittelbar am Entscheider. Für den Balanced Receiver ergibt sich  $\langle I_{PD,0} \rangle = - \langle I_{PD,1} \rangle$ . Aufgrund von Rauschen schwankt der exakte Wert der NULLEN und EINSEN mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit um den jeweiligen Mittelwert.

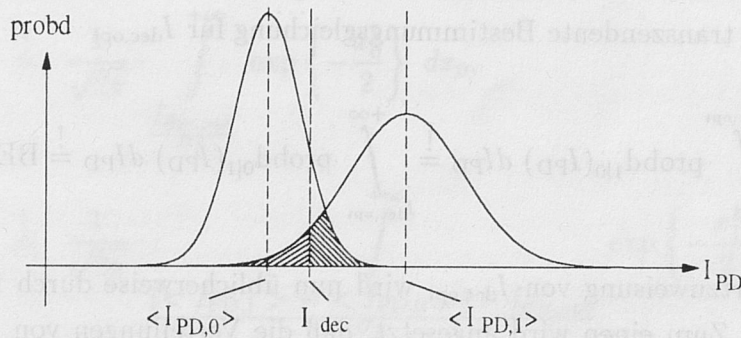


Abbildung 3.2: Entscheidung und Fehlerrate im Strom-Histogramm

Aufgabe des Entscheiders ist es, zwischen einer empfangenen NULL und einer EINS zu differenzieren. Hierzu wird ein Entscheidungsschwellenwert  $I_{dec}$  definiert. Alle Strompegel oberhalb dieser kritischen Schwelle werden als EINS erkannt und entsprechend die Pegel unterhalb der Schwelle als NULL. Es ergeben sich nun die beiden bereits genannten Fehlermöglichkeiten: Die Wahrscheinlichkeit, eine EINS zu verpassen, sei mit  $prob_{1|0}$  bezeichnet. Der komplementäre Fall, in dem eine NULL fälschlicherweise als EINS erkannt wird, habe die Wahrscheinlichkeit  $prob_{0|1}$ . Die resultierende Bitfehlerrate des Systems kann durch Addition der beiden Fehlerwahrscheinlichkeiten bestimmt werden

$$BER = \frac{1}{2} [prob_{1|0} + prob_{0|1}] \quad (3.1)$$

$$= \frac{1}{2} \left[ \int_{-\infty}^{I_{dec}} prob_{1|0}(I_{PD}) dI_{PD} + \int_{I_{dec}}^{+\infty} prob_{0|1}(I_{PD}) dI_{PD} \right], \quad (3.2)$$

wobei der Faktor  $1/2$  für eine Gleichverteilung von EINSEN und NULLEN gilt. In der zweiten Gleichung wurden die einzelnen Wahrscheinlichkeiten  $prob_{a,b}$  durch das Integral über die jeweiligen Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen  $prob_{a,b}$  ersetzt.

Zur Realisierung einer geringen Bitfehlerrate ist es nun von Bedeutung, die optimale Schwelle  $I_{dec,opt}$  zu bestimmen, welche in praktischen Laboraufbauten zumeist empirisch



ermittelt wird. Theoretisch entspricht dies dem Lösen des Optimierungsproblems

$$I_{\text{dec,opt}} := \text{MIN} \{ \text{BER}(I_{\text{dec}}) \}, \quad (3.3)$$

wobei die Funktion  $\text{MIN}\{f(x)\}$  den Wert für  $x$  ergibt, der die Funktion  $f$  minimiert. Ein exaktes Lösen dieses Problems ist mathematisch durch die transzendente Form von Gleichung (3.2) sehr aufwendig. Personick hat jedoch gezeigt, daß in guter Näherung die optimale Schwelle durch Gleichsetzen der beiden Einzelfehlerintegrale in Gleichung (3.2) bestimmt werden kann [17]. Mithin müssen im optimalen Fall die in Abbildung 3.2 schraffiert dargestellten Flächeninhalte einander gleichen. Wir erhalten dann zunächst die nachstehende transzendente Bestimmungsgleichung für  $I_{\text{dec,opt}}$

$$\int_{-\infty}^{I_{\text{dec,opt}}} \text{probd}_{1|0}(I_{\text{PD}}) dI_{\text{PD}} \stackrel{!}{=} \int_{I_{\text{dec,opt}}}^{+\infty} \text{probd}_{0|1}(I_{\text{PD}}) dI_{\text{PD}} \stackrel{!}{=} \text{BER}. \quad (3.4)$$

Die explizite Wertzuweisung von  $I_{\text{dec,opt}}$  wird nun üblicherweise durch folgende Annahmen vereinfacht: Zum einen wird angesetzt, daß die Verteilungen von NULL und EINS durch denselben mathematischen Formalismus beschreibbar sind und zum anderen wird angenommen, daß dieser Formalismus eine *Gaußfunktion* ist, gemäß

$$\text{probd}_{0|1}(I) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_0} \cdot \exp \left\{ -\frac{(I_{\text{PD}} - \langle I_{\text{PD},0} \rangle)^2}{2\sigma_0^2} \right\} \quad (3.5)$$

und

$$\text{probd}_{1|0}(I) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_1} \cdot \exp \left\{ -\frac{(I_{\text{PD}} - \langle I_{\text{PD},1} \rangle)^2}{2\sigma_1^2} \right\}, \quad (3.6)$$

wobei  $\sigma_0$  und  $\sigma_1$  die Standardabweichungen des Rauschens der logischen *Null* respektive der *Eins* bezeichnen. Obgleich die Zulässigkeit der Argumentationskette, gaußverteilter optisches Rauschen führe zu entsprechend gaußverteiltem Rauschen am Entscheider, im besonderen durch den in den Photodioden vollzogenen Quadrierungsprozeß formal fragwürdig ist, zeigt sich dennoch eine gute Übereinstimmung theoretischer und praktisch ermittelter Bitfehlerratenkurven.

Zur weiteren Berechnung ist es zweckmäßig, im Strom-Histogramm nachstehende Koordinatentransformation durchzuführen

$$I_{\text{PD}} \longrightarrow I_{\text{PD}} + \langle I_{\text{PD},0} \rangle. \quad (3.7)$$

Dies entspricht einer Verschiebung aller Verläufe um  $-\langle I_{PD,0} \rangle$ , so daß sich als Mittelwert der logischen NULL ein Strom von Null ergibt. Ferner führen wir die folgenden Variablensubstitutionen durch

$$x_0 := \frac{I_{PD}}{\sigma_0}, \quad (3.8)$$

$$x_1 := -\frac{I_{PD} - \langle I_{PD,1} \rangle}{\sigma_1} \quad (3.9)$$

und erhalten damit aus (3.4)-(3.6) das folgende Gleichungssystem für  $I_{dec,opt}$

$$BER \stackrel{!}{=} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \int_{\frac{I_{dec,opt}}{\sigma_0}}^{+\infty} \exp\left\{-\frac{x_0^2}{2}\right\} dx_0, \quad (3.10)$$

$$BER \stackrel{!}{=} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \int_{\frac{(\langle I_{PD,1} \rangle - \langle I_{PD,0} \rangle) - I_{dec,opt}}{\sigma_1}}^{+\infty} \exp\left\{-\frac{x_1^2}{2}\right\} dx_1. \quad (3.11)$$

Diese Berechnungsvorschrift der Bitfehlerrate wird als *Gauß'sches Fehlerintegral* bezeichnet und ist in Tabellen abgelegt. Häufig findet auch die Bezeichnung *Fehlerfunktion*  $\text{erfc}$  (engl.: **E**rror **F**unction) Anwendung, wobei gilt

$$\text{erfc}(x) := \int_x^{+\infty} \exp\left(-\frac{\xi^2}{2}\right) d\xi. \quad (3.12)$$

Offensichtlich bedingt die simultane Erfüllung beider Bedingungen des obenstehenden Gleichungssystems die Identität der unteren Integrationsgrenzen, woraus sich unmittelbar folgende explizite Bestimmungsgleichung für  $I_{dec,opt}$  ergibt

$$\frac{I_{dec,opt}}{\sigma_0} \stackrel{!}{=} \frac{(\langle I_{PD,1} \rangle - \langle I_{PD,0} \rangle) - I_{dec,opt}}{\sigma_1}. \quad (3.13)$$

Durch Umstellen erhalten wir daraus die optimale Entscheiderschwelle zu

$$I_{dec,opt} = \frac{\sigma_0}{\sigma_1 + \sigma_0} \cdot (\langle I_{PD,1} \rangle - \langle I_{PD,0} \rangle). \quad (3.14)$$

Für den Spezialfall identischer Standardabweichungen ( $\sigma_0 = \sigma_1$ ) ergibt Gleichung (3.14) das triviale Ergebnis



$$I_{\text{dec,opt}}|_{\sigma_1=\sigma_0} = \frac{\langle I_{\text{PD},1} \rangle - \langle I_{\text{PD},0} \rangle}{2}. \quad (3.15)$$

Die Identität des Rauschens der logischen NULL und EINS wird im allgemeinen bei frequenzmodulierten Systemen mit geringer Residualamplitudenmodulation gegeben sein. Bei Verwendung eines Balanced Receivers ergibt sich  $\langle I_{\text{PD},0} \rangle = -1$  und  $\langle I_{\text{PD},1} \rangle = 1$  und folglich  $I_{\text{dec,opt}} = 0$ . Im Falle optisch-zwischenverstärkter intensitätsmodulierter Systeme hingegen dominiert, wie später deutlich wird, bei adäquater optischer Filterung das Rauschen der logischen EINS. Mithin ist hier nach Gleichung (3.14) die optimale Schwelle in Richtung der logischen NULL verschoben.

## 3.2 Signal-Rauschabstand

### 3.2.1 Einführung des $Q_{\text{el}}$ -Faktors

Wie aus der vorangegangenen mathematischen Behandlung deutlich wurde, sind bei Annahme einer optimalen Schwelle nach Gleichung (3.14) zur vollständigen Quantifizierung der Systemperformance lediglich vier Parameter notwendig – die mittleren elektrischen Strompegel  $\langle I_{\text{PD},1} \rangle$  und  $\langle I_{\text{PD},0} \rangle$  sowie die Standardabweichungen  $\sigma_1$  und  $\sigma_0$  der logischen EINS respektive der NULL. Das Fordern einer bestimmten Bitfehlerrate (BER) kann, bei Annahme gaußförmiger Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen, unmittelbar in ein entsprechendes Verhältnis der genannten vier Größen umgerechnet werden. Hierzu wird der sogenannte  $Q_{\text{el}}$ -Faktor wie folgt eingeführt,

$$Q_{\text{el}} := \frac{I_{\text{PD},1} - I_{\text{PD},0}}{\sigma_1 + \sigma_0}. \quad (3.16)$$

Wie sich durch Einsetzen von Gleichung (3.16) in (3.14) leicht verifizieren läßt, gleicht der  $Q_{\text{el}}$ -Faktor dem Wert der unteren Grenzen der für die Fehlerrate entscheidenden Fehlerintegrale (siehe beispielsweise Gleichung (3.10)). Berücksichtigt man ferner, daß der elektrische Photodiodenstrom  $I_{\text{PD}}$  nach Gleichung (2.26) direkt proportional zur empfangenen optischen Leistung  $P$  ist, so besteht zwischen dem optischen Signal-Rauschabstand  $\text{SNR}_{\text{opt}}$  und dem  $Q_{\text{el}}$ -Faktor eine Proportionalität

$$Q_{\text{el}} \propto \text{SNR}_{\text{opt}}, \quad (3.17)$$

die jedoch aufgrund der Quadrierung sowie durch die Abweichung von optischer und elektrischer Bandbreite im allgemeinen *keine* Identität ist. Aus  $Q_{\text{el}}$  kann über das Gauß'sche Fehlerintegral auf die Bitfehlerrate geschlossen werden

$$\text{BER} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \int_{Q_{\text{el}}}^{+\infty} \exp \left\{ -\frac{x^2}{2} \right\} dx. \quad (3.18)$$

Damit läßt sich beispielsweise die Forderung  $\text{BER} < 10^{-9}$  in die äquivalente Bedingung  $Q_{\text{el}} > 6$  überführen. Unter Berücksichtigung des quadratischen Zusammenhangs zwischen dem elektrischen Strom  $I_{\text{PD}}$  und der elektrischen Leistung  $P_{\text{el}}$  können wir nun die elektrische Größe  $Q_{\text{el}}$  wie folgt mit dem elektrischen Signal-Rauschabstand  $\text{SNR}_{\text{el}}$  in Beziehung setzen

$$\text{SNR}_{\text{el}} := Q_{\text{el}}^2. \quad (3.19)$$

Daraus ergibt sich eine minimal notwendiger elektrischer Faktor von  $\text{SNR}_{\text{el}} = Q_{\text{el}}^2 = 36$ , was im logarithmischen Maßstab dem typischen Wert von  $\text{SNR}_{\text{el}} = 15.56 \text{ dB}$  entspricht.

### 3.2.2 Meßtechnische Bestimmung des $Q_{\text{el}}$ -Faktors

Ein elegantes Verfahren, das auch im Bereich niedriger Bitfehlerraten Rückschlüsse auf die zu erwartende Systemperformance liefert, ohne daß zeitintensive Messungen notwendig werden, wurde von Neil Bergano vorgeschlagen und erfolgreich experimentell verifiziert [18]: Ausgehend vom einem Schwellenwert  $I_{\text{dec}}$  mit geringer Fehlerrate wird die Entscheidungsschwelle zunächst zu niedrigeren Werten verschoben, so daß sich eine deutliche Verschlechterung der Fehlerrate einstellt (siehe Abbildung 3.3)

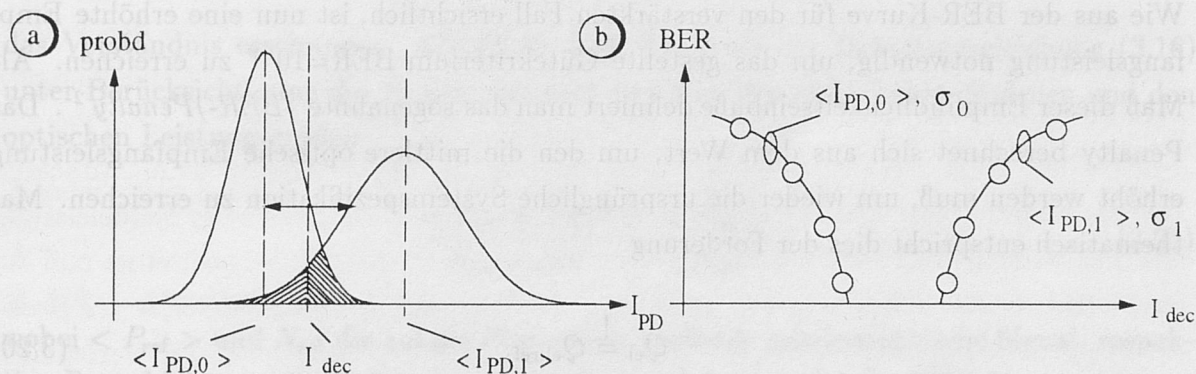


Abbildung 3.3: Messung des  $Q_{\text{el}}$ -Faktors durch Verschiebung der Entscheidungsschwelle: a) Darstellung im Strom-Histogramm und b) exemplarischer gemessener sowie numerisch angepaßter Verlauf der Bitfehlerratenkurve

Da die Systemdegradierung in diesem Fall ausschließlich auf das fehlerhafte Erkennen von NULLEN als EINSSEN zurückzuführen ist, erlaubt ein numerisches Anpassen einer Gaußstatistik an die erhaltenen Meßpunkte unmittelbar die Bestimmung der Standardabweichung



$\sigma_0$  des Rauschens der logischen NULL sowie des Mittelwerts  $\langle I_0 \rangle$ . Hierbei erfolgt das numerische Fitten zweckmäßigerweise mit Hilfe eines Mikroprozessors. Durch Verschieben der Schwelle zu hohen Signalpegeln können in analoger Weise die Parameter der logischen EINS,  $\sigma_1$  und  $\langle I_1 \rangle$ , ermittelt werden. Mit den so bestimmten Größen ergibt sich der gesuchte  $Q_{el}$ -Faktor nach Gleichung (3.16) und mit (3.18) der gesamte Verlauf der Bitfehlerratenkurve.

### 3.3 Bitfehlerraten-Penalty

Zur Quantifizierung der im System auftretenden Störungen ist es erforderlich, mehrere vergleichende Messungen der Bitfehlerratenkurve durchzuführen. Zunächst erfolgt die sogenannte *Back-to-Back*-(BTB)-Messung, bei der Sender und Empfänger über ein variables Dämpfungsglied *direkt* miteinander verbunden werden (siehe Abbildung 3.4a). Die Übertragungsstrecke ist folglich rein passiv, faseroptische Nichtlinearitäten und Störungen durch Verstärkerrauschen treten nicht auf. Die für eine Bitfehlerrate von  $BER=10^{-9}$  notwendige mittlere optische Empfangsleistung sei hierbei  $P_{btb}$ . Setzt man nun zwischen Sender und Empfänger mehrere, durch Dämpfungsglieder getrennte Verstärker ein, so läßt sich der Einfluß des Verstärkerrauschens in der Bitfehlerratenkurve erkennen. Im besonderen kann es durch das ASE-Rauschen bei  $P_{btb}$  zu einer erhöhten Fehlerwahrscheinlichkeit  $BER > 10^{-9}$  kommen, so daß die Systemspezifikation nicht mehr erfüllt ist (siehe Abbildung 3.4b).

Wie aus der BER-Kurve für den verstärkten Fall ersichtlich, ist nun eine erhöhte Empfangsleistung notwendig, um das gestellte Gütekriterium  $BER=10^{-9}$  zu erreichen. Als Maß dieser Empfindlichkeitseinbuße definiert man das sogenannte *(BER-)Penalty*<sup>2</sup>. Das Penalty berechnet sich aus dem Wert, um den die mittlere optische Empfangsleistung erhöht werden muß, um wieder die ursprüngliche Systemspezifikation zu erreichen. Mathematisch entspricht dies der Forderung

$$Q_{el} \stackrel{!}{=} Q_{el,ref}, \quad (3.20)$$

wobei  $Q_{el,ref}$  der für eine  $BER=10^{-9}$  notwendige Faktor der Referenzmessung ist und  $Q_{el}$  der für  $BER=10^{-9}$  im System mit der zu analysierenden Störquelle notwendige Faktor.

Im folgenden wollen wir zur Vereinfachung annehmen, daß die Leistung wie auch die Standardabweichung des Rauschens der logischen NULL tatsächlich Null sind. Die Erweiterung auf den allgemeinen Fall kann leicht vollzogen werden, würde aber an dieser Stelle

<sup>2</sup>Penalty (engl.): Einbuße

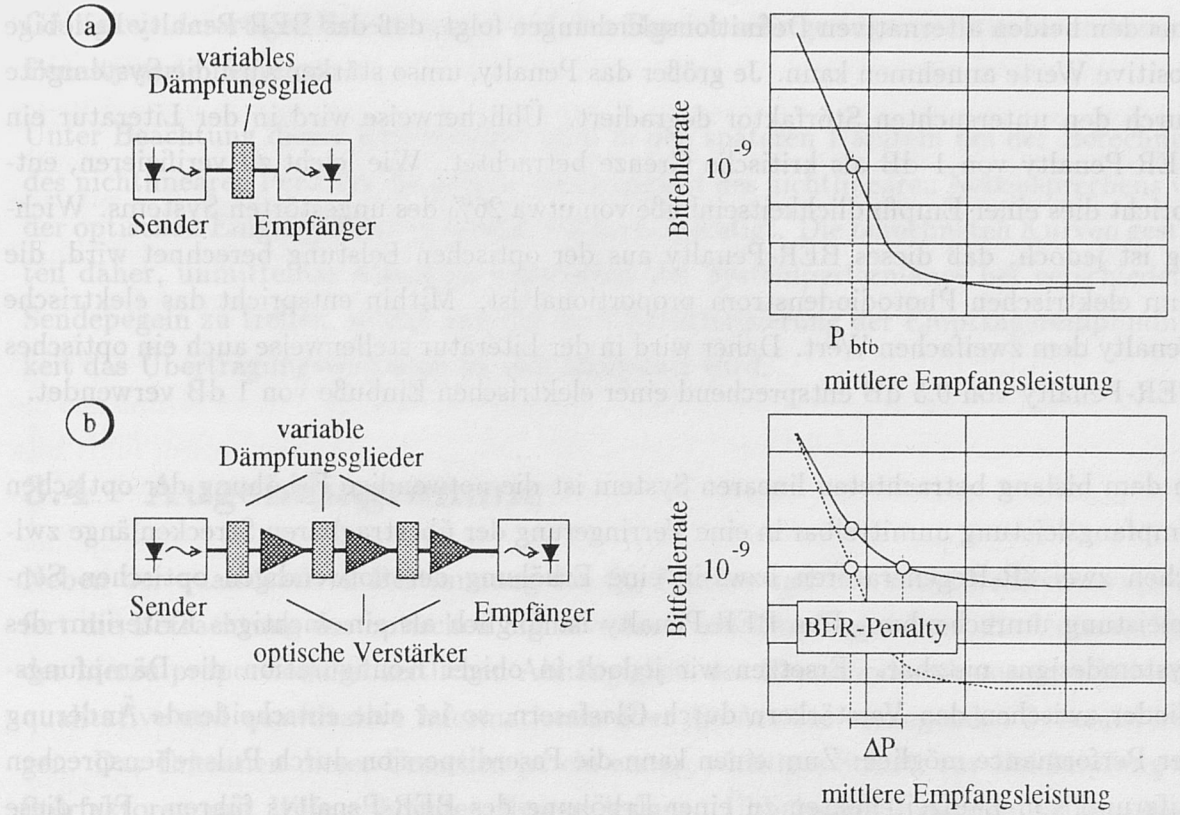


Abbildung 3.4: Erläuterung des BER-Penaltybegriffs anhand des exemplarischen Falls der Degradation durch Verstärkerrauschen: a) Back-to-Back-Messung und b) Charakterisierung des Verstärkereinflusses

das Verständnis erschweren. Aus (3.20) folgt dann mit der Definitionsgleichung (3.16) unter Berücksichtigung der Proportionalität zwischen den elektrischen Strömen und den optischen Leistungsgrößen

$$\frac{\langle P_{\text{ref}} \rangle + \Delta P}{N_{\text{ref}} + \Delta N} \stackrel{!}{=} \frac{\langle P_{\text{ref}} \rangle}{N_{\text{ref}}}, \quad (3.21)$$

wobei  $\langle P_{\text{ref}} \rangle$  und  $N_{\text{ref}}$  die auf die Photodiode treffende mittlere optische Signal- respektive Rauschleistung der Referenzmessung sind, welche zumeist die BTB-Messung ist, so daß gilt  $P_{\text{ref}} = P_{\text{btb}}$  und  $N_{\text{ref}} = N_{\text{btb}}$ . Ferner quantifiziert  $\Delta P$  die notwendige Erhöhung des mittleren optischen Signalpegels am Empfänger, die im *gestörten* System zum Performanceausgleich der tatsächlich eingetretenen Erhöhung der Rauschleistung  $\Delta N$  gegenüber der Back-To-Back-Messung führt. Daraus erhalten wir das BER-Penalty als

$$\text{BER - Penalty} := 10 \cdot \log \left[ 1 + \frac{\Delta P}{P_{\text{btb}}} \right] = 10 \cdot \log \left[ 1 + \frac{\Delta N}{N_{\text{btb}}} \right]. \quad (3.22)$$



Aus den beiden alternativen Definitionsgleichungen folgt, daß das BER-Penalty beliebige positive Werte annehmen kann. Je größer das Penalty, umso stärker wird die Systemgüte durch den untersuchten Störfaktor degradiert. Üblicherweise wird in der Literatur ein BER-Penalty von 1 dB als kritische Grenze betrachtet. Wie leicht zu verifizieren, entspricht dies einer Empfindlichkeitseinbuße von etwa 26% des ungestörten Systems. Wichtig ist jedoch, daß dieses BER-Penalty aus der optischen Leistung berechnet wird, die zum elektrischen Photodiodenstrom proportional ist. Mithin entspricht das elektrische Penalty dem zweifachen Wert. Daher wird in der Literatur stellenweise auch ein optisches BER-Penalty von 0.5 dB entsprechend einer elektrischen Einbuße von 1 dB verwendet.

In dem bislang betrachteten linearen System ist die notwendige Erhöhung der optischen Empfangsleistung unmittelbar in eine Verringerung der übertragbaren Streckenlänge zwischen zwei 3R-Regeneratoren bzw. in eine Erhöhung der notwendigen optischen Sendeleistung umrechenbar. Das BER-Penalty ist folglich als ein wichtiges Kriterium des Systemdesigns nutzbar. Ersetzen wir jedoch in obiger Konfiguration die Dämpfungsglieder zwischen den Verstärkern durch Glasfasern, so ist eine entscheidende Änderung der Performance möglich: Zum einen kann die Faserdispersion durch Pulsnebensprechen aufgrund von Laufzeiteffekten zu einer Erhöhung des BER-Penaltys führen. Für diese letzte Störung kann die mit Dämpfungsgliedern aufgenommene Bitfehlerratenkurve dann als Referenzkurve betrachtet werden. Bedingt durch die Linearität der Dispersion gelten die bisherigen Aussagen hinsichtlich der Umrechenbarkeit auch in diesem Fall. Liegen jedoch die Übertragungslänge oder die Intensität in der Faser oberhalb eines gewissen kritischen Wertes, so verhält sich das System nicht mehr rein linear. Durch den Einfluß faseroptischer Nichtlinearitäten sind dann erhebliche Verschlechterungen der Systemgüte möglich, wobei in der Literatur im allgemeinen auch diese Degradierung durch ein Penalty beschrieben wird. Wie jedoch bereits erläutert, läßt sich dieses Penalty im nichtlinearen Fall *nicht* mehr unmittelbar in eine entsprechende äquivalente Erhöhung der Sendeleistung bzw. Anpassung der Übertragungslänge umrechnen. Mathematisch betrachtet ist nun die zusätzlich auftretende Störleistung eine Funktion der optischen Leistung  $\Delta N = f(P)$ , was die Penaltybestimmung bei Arbeitspunktänderung erschwert. In den wenigen Veröffentlichungen, in denen ein Penalty analytisch berechnet wird, wird das Problem durch eine sehr grobe Näherung umgangen. Es ist wichtig, zu beachten, daß  $\Delta N$  nicht bei Annahme der im Back-To-Back-System für eine  $\text{BER}=10^{-9}$  notwendigen mittleren optischen Leistung berechnet werden muß, sondern vielmehr für die optische Leistung, die notwendig ist, im *gestörten* System wieder die Spezifikation zu erreichen. In erster Näherung wird nun jedoch für die Berechnung von  $\Delta N$  die erforderliche optische Leistung  $P_{\text{btb}}$  des ungestörten Systems anstelle von  $P$  verwendet. Physikalisch impliziert dies die Annahme einer sich mit dem Leistungspegel nur geringfügig ändernden nichtlinearen Störgröße. Mithin ist die

Gültigkeit derartiger Berechnungen auf den Bereich sehr geringer nichtlinear-induzierter Penaltywerte begrenzt.

Unter Beachtung dieser Kritikpunkte wird in den späteren Kapiteln bei der Berechnung des nichtlinearen Penaltys die genaue Abhängigkeit des nichtlinearen Nebensprechens von der optischen Eingangsleistung formal voll berücksichtigt. Die berechneten Kurven gestatten daher, unmittelbar Aussagen hinsichtlich der Systemperformance bei verschiedenen Sendepiegeln zu treffen, so daß anstelle der Charakterisierung der Empfängerempfindlichkeit das Übertragungsverhalten an sich analysiert wird.

### 3.4 Augendiagramme

Neben der quantitativen Bestimmung des  $Q_{\text{el}}$ -Faktors und der Bitfehlerratenkurven liefert die Betrachtung des optischen Signalverlaufs am Empfänger bzw. die Untersuchung der hierzu proportionalen zeitlichen Abhängigkeit des Photodiodenstroms entscheidende qualitative und quantitative Informationen über die Art der vorliegenden Systemstörungen. Das Erkennen dieser Ursachen ist ein erster, wichtiger Schritt zur Bekämpfung der Störfaktoren mit Hilfe adäquaten Systemdesigns. Üblicherweise werden Teilsequenzen empfangener Bits zeitlich verzögert und in ein Diagramm derartig übereinandergeschrieben, daß sich die Soll-Bitintervalle aller Teilsequenzen vollständig überlappen. In Simulationsrechnungen wird hierzu gewöhnlich die gesamte Datenkette in Gruppen von je drei unmittelbar konsekutiven Bits getrennt, die dann überlagert werden. Aufgrund des Verlaufs einer solchen zeitlichen Signalstudie bezeichnet man diese Bilder im allgemeinen als *Augendiagramme* (engl.: Eye Diagrams).

In den nachfolgenden Abschnitten werden die wesentlichsten, aus den Augendiagrammen abzulesenden Informationen hinsichtlich der Störquellen erläutert.

#### 3.4.1 Qualitative Interpretation von Augendiagrammen

Obgleich bzw. da bei der Auswertung von Augendiagrammen die Erfahrung eine wesentliche Rolle spielt, wollen wir die häufigst in System(untersuchung)en auftretenden Signalverläufe kurz vorstellen. Hierzu sind in Abbildung 3.5a-f diese elementaren Augendiagramme gezeigt, wobei der Strom am Entscheider derartig normiert wurde, daß der senderseitige maximale optische Signalpegel einem elektrischen Strom von  $I_{\text{PD}} = 1$  entspricht.

Abbildung 3.5a zeigt das ideale Augendiagramm, wie es prinzipiell bei der Back-To-Back-Messung eines optimal designten NRZ-Systems erwartet wird. Im Gegensatz hierzu zeigt



sich in realen Systemen jedoch zumeist ein zu Abbildung 3.5b ähnliches Diagramm. Wie ersichtlich, entsprechen hierbei die Signalpegel aufeinanderfolgender EINSEN oder NULLEN den Werten des idealen Falles. Im Gegensatz hierzu erreichen isolierte EINSEN oder einzelne NULLEN nicht den Maximalwert der ungestörten BTB-Messung. Ursache hierfür ist eine Begrenzung der höherfrequenten Signalkomponenten, die auf eine begrenzte Modulatorbandbreite im Sender bzw. auf (Tiefpaß-)Überfilterungseffekte im Empfänger zurückzuführen ist.

Eine ähnliche Reduktion des Auges kann jedoch auch durch *optische* Überfilterungseffekte in nichtlinearen Glasfasern verursacht sein. So ergibt sich innerhalb eines Bitmusters die größte Nichtlinearität bei isolierten EINS-Pulsen. Wie später ersichtlich wird, führt dies zu einem spektralen Energietransfer dieser Pulse zu höheren Ablagefrequenzen. Die logischen NULLEN bleiben aufgrund des geringen Leistungspegels hiervon jedoch unbeeinflusst. Mithin wird bei schmalbandiger optischer Filterung lediglich der Pegel isolierter EINSEN beeinträchtigt (siehe Abbildung 3.5c).

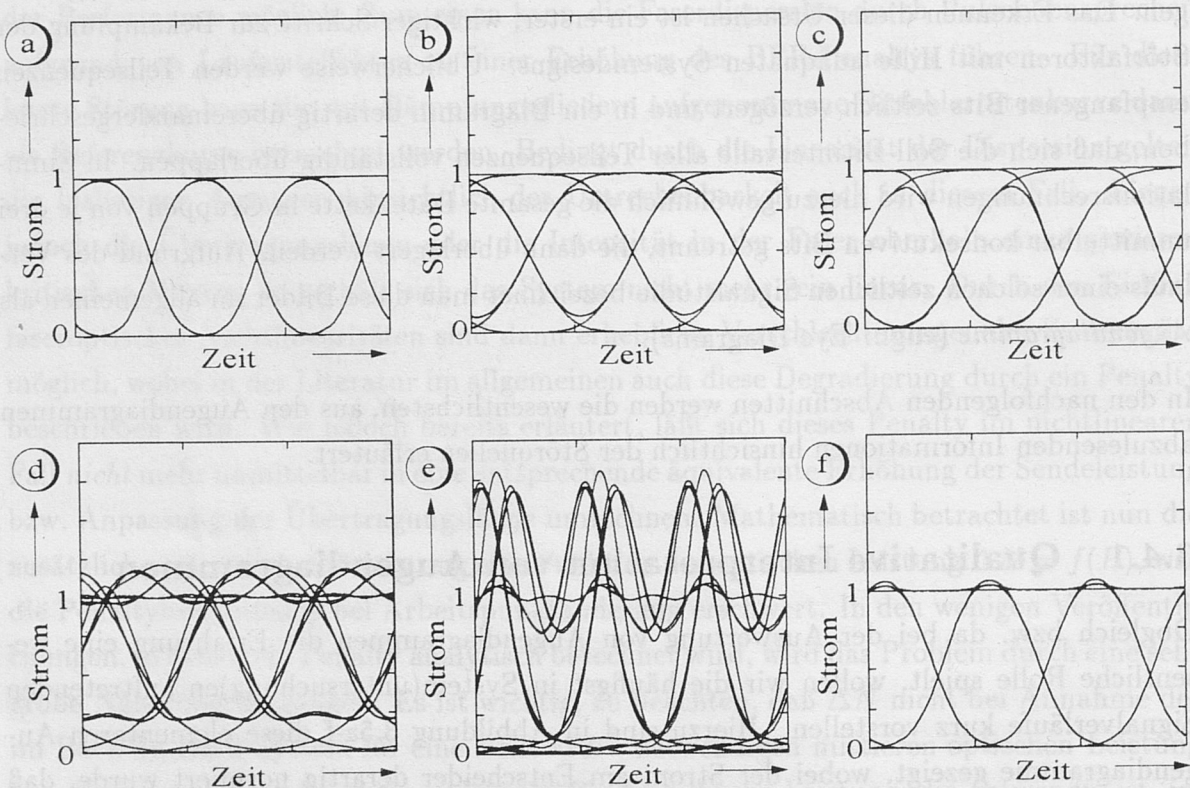


Abbildung 3.5: Typische Augendiagramme: a) ideales Augendiagramm, b) lineare sender- oder empfängerseitige Bandbreitenbegrenzung, c) optische Überfilterung bei nichtlinearer Übertragung, d) Pulsnebensprechen (ISI), e) nichtlineare Pulsüberhöhung und f) lineare Pulsüberhöhung

Im Falle des in Abbildung 3.5d gezeigten Augendiagramms läßt sich eine Anhebung der Signalpegel am Ort der logischen NULL-Bits feststellen. Die häufigste Ursache hierfür sind dispersions-induzierte Laufzeitunterschiede der Spektralkomponenten, welche insbesondere bei den höherfrequenten isolierten EINSEN zu einer zeitlichen Aufweitung führen. Dies äußert sich in einer Reduktion des Maximalpegels isolierter EINSEN bei gleichzeitiger Anhebung der Werte logischer NULLEN, bedingt durch den Energieausfluß. Im Strom-Histogramm kommt es dann zu einer Annäherung der Mittelwerte  $\langle I_{PD,0} \rangle$  und  $\langle I_{PD,1} \rangle$  und folglich auch zu einer erhöhten Bitfehlerrate. In der englischsprachigen Fachliteratur wird dieses Pulsnebensprechen als **Inter-Symbol Interference** bezeichnet. Ein ähnliches Augendiagramm ergibt sich in optischen Mehrkanalsystemen, falls die optische oder elektrische Kanalseparation durch Filter nur unzureichend ist, so daß die Signale benachbarter Kanäle gegenüber dem selektierten Kanal nicht genügend unterdrückt werden. Lineares Kanalnebensprechen wird jedoch gegebenenfalls bereits aus der faserlosen Back-To-Back-Messung des Mehrkanalsystems ersichtlich, so daß die Trennung vom Einfluß dispersiver ISI-Effekte hier eindeutig möglich ist.

Aus Abbildung 3.5e wird deutlich, wie stark optische Pulse unter Einfluß von Chirp in dispersiven Glasfasern komprimiert werden können. Neben dem Quellchirp ergibt sich eine besonders deutliche *Pulskompression* auch durch den chirpenden Einfluß faseroptischer Nichtlinearitäten. Die Amplitude des Signalmaximums wird in solchen Fällen zumeist entscheidend durch die Bandbreite des elektrischen Empfängerfilters bestimmt. Ebenso wichtig ist, daß es gleichsam zu einer Einschnürung der zeitlichen Pulsbreite  $T_p$  kommt, die entscheidend die Signaldetektion degradieren kann<sup>3</sup>. Ein Vergleich mit Abbildung 3.5b verdeutlicht, daß diese Erhöhung des Signalmaximums durch nichtlineare Effekte oder Quellchirp der quell- bzw. empfängerseitigen Bandbegrenzung entgegenwirken kann. So ermöglicht die eintretende Pulsüberhöhung zumindest eine partielle Kompensation der Reduktion des Pegels isolierter EINSEN, was zu einer Verbesserung der Systemperformance gegenüber der Back-to-Back-Messung führt.

Abschließend sei erwähnt, daß eine Pulsüberhöhung nicht nur auf quellseitig vorgechirpte oder nichtlineare Systeme beschränkt ist, sondern auch bei der rein linearen Übertragung ungechirpter Signale auftreten kann (siehe Abbildung 3.5f). Die Berechnung dieser Zunahme der Spitzenleistung aufgrund rein linearer, dispersiver Effekte ist Gegenstand der Ausführungen in Kapitel 5.4.

<sup>3</sup>siehe hierzu auch nachfolgende Abschnitte



### 3.4.2 Quantitative Auswertung von Augendiagrammen

#### 3.4.2.1 Eye-Opening-Penalty

Die wichtigste quantitative Auswertung anhand des Augendiagramms ist die Bestimmung des *Augenöffnungspenaltys* (engl.: **Eye-Opening-Penalty**). Hierbei wird die sich ergebende Augenöffnung, definiert als Differenz zwischen dem auftretenden Minimalwert der EINSEN und dem auftretenden Maximalwert der NULLEN, mit dem idealen Auge verglichen (siehe Abbildung 3.6a und b).

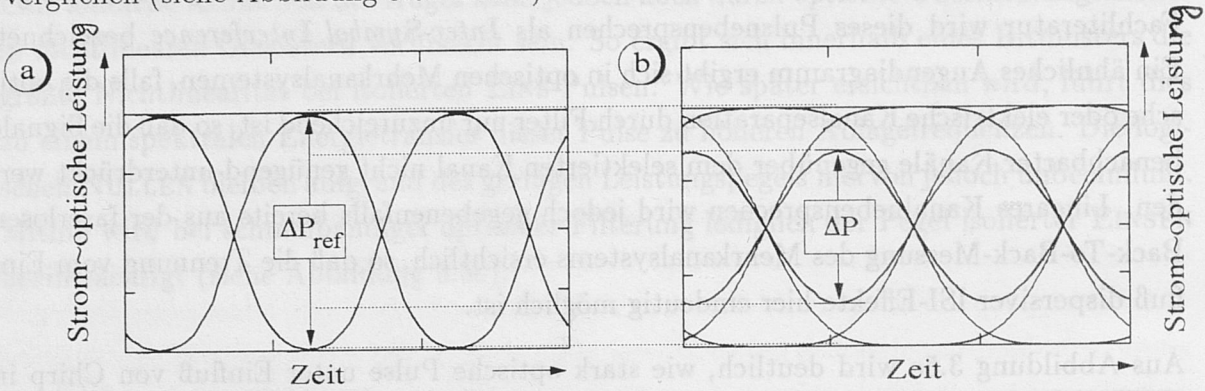


Abbildung 3.6: Definition des Eye-Opening-Penaltys: a) ideal geöffnetes Augendiagramm und b) degradiertes Auge

Das EO-Penalty berechnet sich dann wie folgt

$$\text{EO - Penalty} := 10 \cdot \log \left[ \frac{\Delta P_{\text{ref}}}{\Delta P} \right], \quad (3.23)$$

wobei die Indizes ref die Größen des Referenzfalls, im allgemeinen das ideale oder das Back-to-Back-Auge, bezeichnen.

Im Gegensatz zum BER-Penalty quantifiziert das EO-Penalty die Empfangsleistung, die erforderlich ist, um die ursprüngliche Augenöffnung des Referenzfalls zu erhalten. Die Systemspezifikation  $\text{BER}=10^{-9}$  geht demnach hier nicht unmittelbar ein. Dennoch ist das Eye-Opening-Penalty die in der Literatur meist genutzte Größe zur Charakterisierung auftretender Systemstörungen, da sich zumindest die Relevanz eines etwaigen Störfaktors und gegebenenfalls auch das qualitative Verhalten der Systemstörung in Abhängigkeit der Designparameter abschätzen läßt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden überwiegend Auswertungen des Augenöffnungspenaltys durchgeführt. Falls nicht explizit anders angegeben, sind sämtliche nachfolgend angeführten Penaltywerte daher EO-Penaltys.

Schließlich sei darauf hingewiesen, daß – in Erweiterung des Penaltykonzepts – die im letzten Abschnitt in Abbildung 3.5e und 3.5f gezeigten Pulsüberhöhungen als *negatives*

*Penalty* gegenüber der zu Null definierten Back-to-Back-Messung quantifiziert werden. Üblicherweise ist der Maximalwert dieser Performanceverbesserung betragsmäßig jedoch auf unter 0.5 dB begrenzt.

### 3.4.2.2 Absolute Bestimmung des $Q_{\text{el}}$ -Faktors

Durch Ablesen der Mittelwerte von NULL und EINS ist es neben der rein qualitativen Analyse möglich, den  $Q_{\text{el}}$ -Faktor absolut aus dem Augendiagramm zu ermitteln, was im besonderen für numerische Simulationen von Bedeutung ist. Ein Problem hierbei ist jedoch die Bestimmung der Standardabweichungen  $\sigma_0$  und  $\sigma_1$ , da nur eine begrenzte Anzahl von Bits simuliert bzw. vermessen werden kann. Es ist daher zweckmäßig, zur genaueren Bestimmung eine Vielzahl voneinander unabhängiger, unkorrelierter Simulationen respektive Experimente vorzunehmen. Dies bezeichnet man als *Monte-Carlo-Methode*. Durch Mittelung und bei Verwendung der oben angeführten Gleichungen erhält man so den Wert für  $Q_{\text{el}}$ . Es sei jedoch daran erinnert, daß die Berechnung des  $Q_{\text{el}}$ -Faktors ausschließlich sinnvoll ist, falls die Störung durch einen gaußverteilten Rauschprozeß beschreibbar ist. Wie jedoch an späterer Stelle ersichtlich wird, bewirken gewisse faseroptischen nichtlineare Effekte ein deterministisches Schließen des Auges, das bei Berechnung des  $Q_{\text{el}}$ -Faktors leicht fehlerhaft als stark erhöhtes Rauschen interpretiert werden kann. Die Ermittlung des Signal-Rauschabstands aus dem Augendiagramm muß daher mit Bedacht durchgeführt werden.

### 3.4.2.3 Jitter und Phase Margin

Neben dem degradierenden Einfluß der Störfaktoren auf das Leistungsbudget, den wir mit dem (Eye-Opening-)Penalty quantifiziert haben, kann es ebenfalls zu einer Verringerung des *Zeitbudgets* kommen. Dies ist beispielsweise der Fall, wenn die Störungen die eigentliche Pulsform zwar unbeeinflusst lassen, die exakte Ankunftszeit der einzelnen Bits jedoch statistisch schwankt. Ein solcher (*Phasen-*)Jitter kann harte Grenzen für das betrachtete System bedeuten, insbesondere falls die Signalepulse bereits durch faseroptische Effekte komprimiert wurden,<sup>4</sup> da dann die Detektion der Bits zeitlich kritischer wird. Zur Quantifizierung des Jitters ist es in der Literatur üblich, die Varianzen der Störungen bzw. die Standardabweichungen als deren Quadratwurzel anzugeben. Die genaue Zuordnung dieser Größen zu einem effektiven Penalty bzw. zu einer Bitfehlerrate ist jedoch, von der spezifischen deterministischen Signalform abhängig und folglich sehr komplex. Wir wollen daher an dieser Stelle auf eine ausführliche Diskussion verzichten. Der interessierte Leser sei auf die umfangreiche Literatur verwiesen (siehe beispielsweise [19]).

<sup>4</sup>siehe Augendiagramme des letzten Abschnitts



Aus Betrachtungen von Augendiagrammen ist Jitter nur schwierig eindeutig zu erkennen. Zwar könnte ein zeitlicher Versatz der Anstiegs- und Abfallsflanken den Signalpuls ein Indiz für Jitter sein; derartige Schwankungen treten jedoch auch bei rein deterministischen Signalverzerrungen auf, so daß eine eindeutige Aussage nicht möglich ist. Um exakt zu differenzieren ist es zweckmäßig, für die gesamte zeitliche Bitfolge den Abstand der energetischen Zentren aufeinanderfolgender Datenbits auszuwerten. Ist dieser Wert konstant, so handelt es sich um deterministische Verzerrungen; bei Schwankungen jedoch kann von stochastischem Phasenjitter ausgegangen werden.

Die Einschnürung der effektiven Bitbreite im Augendiagramm durch deterministische Kompression oder auch durch stochastischen Jitter bezeichnet man nach dem Englischen als eine Reduktion des *Phase-Margin* (siehe Abbildung 3.7).

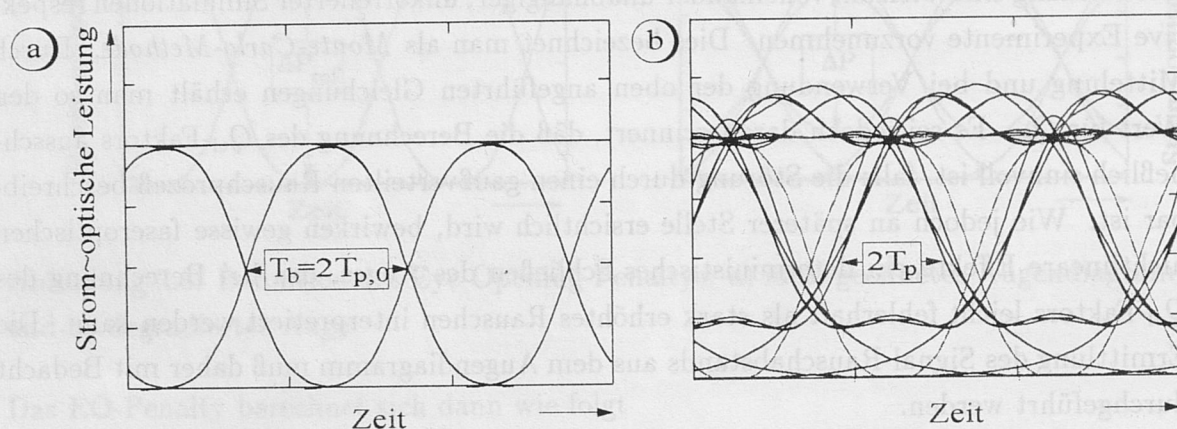


Abbildung 3.7: Veranschaulichung der Reduktion des Phase-Margins

Eine vollständige Penaltydefinition anhand von Augendiagrammen müßte daher neben der vertikalen Leistungsöffnung auch die horizontale, zeitliche Augenöffnung erfassen. Während die Pulsbreite  $T_{p,0}$  am Ort des Senders im Idealfall gleich der halben Bitdauer  $T_b$  ist, kann durch deterministische oder auch stochastische Störquellen eine Einschnürung des Phase-Margins erfolgen, so daß für die Pulsbreite am Ort  $z$  der Glasfaser  $T_p(z)$  gilt  $T_p(z) < T_{p,0}$  (siehe Abbildung 3.7). Obgleich eine Berücksichtigung dieser zeitlichen Einschnürung mit Hilfe von Augendiagramm-Testsets experimentell durch Einschreiben und Auswerten eines Penaltyfensters möglich ist, wird eine derartige Analyse im allgemeinen in der Literatur nicht durchgeführt. In der vorliegenden Arbeit wollen wir daher durch das Penalty lediglich das Leistungsbudget charakterisieren und darüber hinaus im Bedarfsfall gesondert auf Probleme des Phase-Margins eingehen. Häufig läßt sich jedoch aus einem abrupten, drastischen Anstieg der Penaltyverläufe im nichtlinearen Übertragungsbereich auf eine exzessive Beeinträchtigung des Phase-Margins schließen.





## Kapitel 4

# Faserdämpfung und Systemempfindlichkeit

## 4.1 Phänomenologische Einführung der Dämpfung

Obgleich der Grundgedanke der optischen Nachrichtentechnik sehr alt ist und auch Idee der geführten optischen Strahlung in Wellenleitern bereits frühzeitig entstanden ist, war doch der eigentlichen Realisierung faseroptischer Übertragungssysteme neben dem Mangel geeigneter optischer Quellen der Weg insbesondere durch die überaus hohe Dämpfung der verfügbaren Lichtwellenleiter versperrt. Durch technologischen Fortschritt in der Herstellung von Silica-Glasfasern ist es jedoch heutzutage möglich, praktische Lichtwellenleiter mit Dämpfungswerten dicht an der theoretischen Grenze von 0.18 dB/km herzustellen. Im folgenden Abschnitt wollen wir die Mechanismen, die diese Grenze bestimmen, kurz vorstellen.

Die Ausbreitung des elektrischen Feldes  $\tilde{E}$  in linearen, nichtdispersiven Glasfasern entlang der Ortskoordinate  $z$  kann durch folgende Differentialgleichung beschrieben werden

$$\frac{\partial \tilde{E}(t, z)}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2} \tilde{E}(t, z), \quad (4.1)$$

wobei  $\alpha$  der Dämpfungskoeffizient bezüglich des elektrischen Feldes ist.<sup>1</sup> Das Lösen von Gleichung (4.1) ergibt für die optische Leistung  $P$  die Abhängigkeit

$$P(z, t) = P(0, t) \cdot e^{-\alpha z}, \quad (4.2)$$

wobei  $P(0, t)$  den Zeitverlauf der optischen Fasereingangsleistung beschreibt und wir ausgenutzt haben, daß die optische Leistung zum Betragsquadrat des elektrischen Feldes proportional ist. Der oben definierte Dämpfungsfaktor hat die Einheit  $(1/\text{km})$ <sup>2</sup>. Üblicherweise wird die Dämpfung in der Literatur jedoch in (dB/km) gemessen. Es gilt der Zusammenhang

$$\alpha \text{ (dB/km)} = -\frac{10}{z} \log \left\{ \frac{P(z, t)}{P(0, t)} \right\} = 4.343 \cdot \alpha \text{ (1/km)}. \quad (4.3)$$

<sup>1</sup>Dieser  $\alpha$ -Koeffizient ist nicht mit dem in Kapitel 2.3.1.1 eingeführten  $\alpha_L$ -Faktor zu verwechseln.

<sup>2</sup>auch (Np/km)

Der Dämpfungskoeffizient von Standardfasern beträgt ungefähr  $\alpha \approx 0.2$  dB/km und entspricht 0.046 1/km.

Der so eingeführte Faktor  $\alpha$  beschreibt als makroskopische Größe phänomenologisch die in der Glasfaser stattfindenden linearen Dämpfungsprozesse, die sich bei der Wechselwirkung zwischen propagierendem elektrischen Feld und der Materie ergeben. Wir wollen diese physikalischen Prozesse nun näher betrachten.

## 4.2 Physikalische Ursachen der Dämpfung

### 4.2.1 Rayleigh-Streuung

Bedingt durch den Herstellungsprozeß kommt es zu ortsabhängigen Dichteschwankungen der Moleküle in der Glasfaser. Mithin unterliegt auch die lineare Brechzahl  $n_{\text{lin}}$  geringfügigen lokalen Schwankungen. Diese Dichtefluktuations bewirken eine Streuung des einfallenden elektrischen Feldes, deren Strahlungscharakteristik der eines Hertz'schen Dipols gleicht. Mathematisch kann anhand der Maxwell'schen Gleichungen leicht gezeigt werden, daß die lokalen Brechzahlvariationen als in die Faser eingeprägte Stromdichten interpretiert werden können, die als Strahlungsquellen wirken. Makroskopisch betrachtet führt diese sogenannte *Rayleigh-Streuung* zu einer Dämpfung der empfangenen Signalle. Relevant für die Ausbreitung der Felder ist die über eine Wellenlänge  $\lambda$  gemittelte Brechzahl. Daher werden langwellige Felder durch die Schwankungen geringer beeinflusst als Felder kürzerer Wellenlänge bzw. höherer optischer Frequenz. Mathematisch äußert sich dies in einer mit der Frequenz zunehmenden Abhängigkeit des Rayleigh-Dämpfungskoeffizienten von der Wellenlänge des propagierenden elektrischen Feldes, gemäß

$$\alpha_{\text{ray}} = \frac{0.7 \dots 1.2}{\lambda^4 (\mu\text{m}^4)} \quad (\text{dB/km}), \quad (4.4)$$

wobei der exakte Wert vom spezifischen Fasermaterial abhängig ist.

### 4.2.2 Absorption

Die zweite wichtige Ursache von Dämpfung sind Absorptionsprozesse. Hierbei kann man zwischen der Absorption einfallender Strahlung an *elektronischen Resonanzen* und der an *Molekylvibrationsresonanzen* unterscheiden, die zu starken Dämpfungserhöhungen im Ultraviolett- respektive im Infrarotbereich führen. Obgleich die eigentlichen Resonanzzentren weitab von dem zur optischen Nachrichtentechnik genutzten Transmissionsbereich liegen, wirken sich die Ausläufer, die Absorptionsbanden, bis in diesen Bereich aus. Dies



ist dadurch erklärbar, daß Silicaglas kein Kristall mit klar definierten Übergängen (=Resonanzen) ist, sondern vielmehr eine amorphe Struktur aufweist. Folglich weiten sich die Übergänge zu Bändern aus. Im Bereich kurzer Wellenlängen bewirkt die Ultraviolettabsorption eine zusätzliche Dämpfung. Diese beträgt im genutzten Übertragungsbereich jedoch lediglich einen Bruchteil der Rayleigh-Streuung, so daß letztere den resultierenden Dämpfungskoeffizienten determiniert. Während dieser lineare Streuprozess zu hohen Wellenlängen hin abnimmt, bewirkt die einsetzende Infrarotabsorption in diesem Bereich einen Anstieg der Dämpfung. Der aus der Überlagerung resultierende minimale Dämpfungswert der Silica-Glasfaser liegt bei  $\lambda \approx 1.55 \mu\text{m}$  und beträgt etwa  $\alpha = 0.18 \text{ dB/km}$  (siehe Abbildung 4.1).

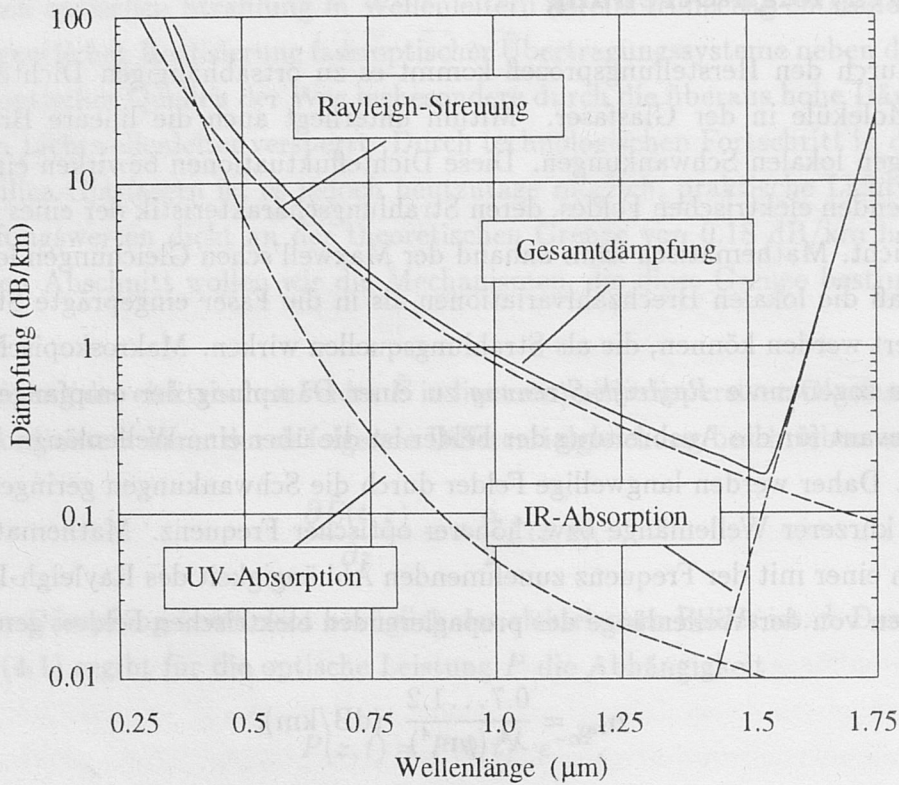


Abbildung 4.1: Abhängigkeit der Dämpfungsmechanismen von der Wellenlänge

Die beiden eingeführten Absorptionsarten bezeichnet man als *intrinsische* Materialabsorption. Im Gegensatz hierzu erfolgt die *extrinsische* Absorption nicht an Molekülen, die im Material inhärent vorhanden sind, sondern an solchen, die als Verunreinigungen im Herstellungsprozeß auftreten. Den größten Einfluß auf die Dämpfung haben bei heutigen Standardfasern die Hydroxid-([OH])-Molekülgruppen, die bei Überschreiten einer Konzentration von etwa 1 ppm zu einer signifikanten Dämpfungserhöhung führen.<sup>3</sup>

<sup>3</sup>ppm: parts-per-million

Neben diesen beiden Dämpfungsursachen kommt es durch Glasfaserschmelzverbindungen auf der Strecke, sogenannte *Spleiße*, noch zu einer weiteren Anhebung der Dämpfung. Technologisch ist es jedoch heutzutage möglich, Dämpfungswerte unterhalb von 0.01 dB pro Spleiß zu realisieren. Im praktischen Systemdesign wird der Spleißdämpfung durch eine geringfügig erhöhte, effektive Dämpfungskonstante von  $\alpha \approx 0.24 \dots 0.28$  dB/km Rechnung getragen.

### 4.3 Akustische und optische Phononen

Wir wollen an dieser Stelle zwei Begriffe einführen, die wichtig für das Verständnis der nichtlinearen Brillouin- und Raman-Streuung in Teil IV dieser Arbeit sind. Hierzu ist es notwendig, eine kurze Digression in die Quantenmechanik vorzunehmen.

Stellen wir uns zunächst ein aus Silizium bestehendes primitives Kristallgitter vor. Durch Anlegen eines zeitabhängigen Potentials kann man diesem Gitter eine Modulation aufprägen. Die sich ausbreitende Welle ist durch Angabe der Wellenzahl  $k = 2\pi/\lambda$  eindeutig charakterisiert. Solche Gitterwellen werden als *akustische Phononen* bezeichnet, da die langwelligen Ausläufer in den akustischen Bereich hineinreichen. Die Wege innerhalb des Gitters, auf denen sie sich ausbreiten können, werden entsprechend als *akustische Zweige* bezeichnet. Ein besonderer Fall tritt ein, wenn die Anregungswellenlänge gegen unendlich strebt. In diesem Fall wird  $k = 0$  und alle Gitterelemente sind konstant um einen vorgegebenen Betrag verschoben. Da die Energie invers proportional zur Wellenlänge ist und der Impuls direkt proportional zu  $k$  ist, kann man schließen, daß bei einer Anregungsenergie von Null die akustischen Phononen einen Impuls von Null besitzen.

Anders verhält es sich in komplexen Kristallgittern, wie beispielsweise  $\text{SiO}_2$ . Prägt man einem solchen Gitter eine Modulation auf, so kommt es zunächst ebenfalls zur Ausbildung akustischer Phononen. Führt man nun den Übergang zur unendlichen Anregungswellenlänge durch, so verbleiben dennoch Wege im Kristall, entlang derer eine Vibration und folglich auch ein Phonon festzustellen sind. Diese Wege werden als *optische Zweige* und die entsprechenden Phononen als *optische Phononen* bezeichnet, da sie sehr viel hochfrequenter sind als die akustischen Phononen und ihre kurzwelligen Ausläufer in den optischen Spektralbereich münden. Die Existenz optischer Phononen resultiert aus der unterschiedlichen Eigenvibration der beiden vorhandenen Molekülarten, welche die jeweiligen Moleküle auch bei unendlicher makroskopischer Auslenkung relativ zueinander schwingen lassen. Im besonderen folgt daraus, daß optische Phononen mit von Null verschiedenem Impuls auch dann existieren, wenn die Anregungsenergie Null ist und mithin zum Impulsausgleich beitragen können, ohne die Energiebilanz zu beeinflussen.



Aus diesen Betrachtungen können wir folgern, daß die im Infrarotbereich absorbierte Energie an akustische Phononen des Mediums weitergegeben wird, während die im Ultraviolettbereich absorbierte Energie von optischen Phononen aufgenommen wird. Die weitere Annihilation der Energie vollzieht sich dann durch den sukzessiven Zerfall dieser Phononen, den wir hier jedoch nicht weiter diskutieren wollen. Dies vervollständigt das Verständnis des Dämpfungsverlaufs der Glasfaser.

## 4.4 Vergleich der Empfindlichkeiten unterschiedlicher Systemkonzepte

### 4.4.1 Ultimative Begrenzung durch Quantenrauschen

Betrachten wir zunächst ein ideales System, d.h. der Sender sei ein idealer Emittor von Photonen, der Empfänger habe kein Dunkelstrom- oder thermisches Rauschen und der Detektor einen Quantenwirkungsgrad von  $\eta_{qu} = 1$ . Ferner sei der Sender unmittelbar mit dem Empfänger verbunden, so daß eine Back-to-Back-Messung erfolgt. Die Wahrscheinlichkeit, mit der im Empfänger die von der optischen Quelle im zeitlichen Mittel pro EINS emittierten  $N_{ph,1}$  Photonen zu  $n_e$  Elektron-Lochpaaren werden, ist in diesem Fall durch eine *Poissonverteilung* gegeben

$$\text{prob} = \frac{(N_{ph,1})^{n_e}}{n_e!} \exp(-N_{ph,1}). \quad (4.5)$$

Da bei der logischen NULL kein Fehler auftritt, kann die Entscheiderschwelle nahezu unmittelbar an einen elektrischen Stromwert von Null gelegt werden. Die Wahrscheinlichkeit mit der eine EINS fälschlicherweise als NULL erkannt wird ( $n_e = 0$ ) entspricht dann der Wahrscheinlichkeit, mit der die optische Quelle bei einer logischen EINS aufgrund ihres Rauschverhaltens kein Photon emittiert

$$\text{prob}_{n_e=0} = \exp(-N_{ph,1}). \quad (4.6)$$

Verlangt man nun, daß diese Wahrscheinlichkeit unter  $10^{-9}$  liegt, so ergibt sich eine erforderliche mittlere Photonenanzahl der EINS von  $N_{qu,1} \approx 21$  Photonen und entsprechend im zeitlichen Mittel über alle Daten bei Gleichverteilung von NULLEN und EINSSEN  $N_{qu} = 10.5$  benötigte Photonen. Diese Angabe findet man vielfach in der Literatur. Sie ist jedoch nicht völlig exakt. Bedenkt man, daß sich die tatsächliche Bitfehlerrate aus dem Verhältnis der fehlerhaft erkannten Bits zur Gesamtanzahl aller gesendeten Bits berechnet und daß die Fehlerwahrscheinlichkeit der logischen NULL Null beträgt, so wird offensichtlich, daß eine mittlere Photonenanzahl von  $N_{qu} \approx 10.5$  zu

$$\text{BER} = \frac{N_{\text{qu}} \cdot \text{prob}_{n_e=0} + N_{\text{qu}} \cdot 0}{2 \cdot N_{\text{qu}}} = \frac{10^{-9}}{2} \quad (4.7)$$

führt. Die Übertragungsgüte ist folglich besser als gefordert. Das Erfüllen des Kriteriums  $\text{BER}=10^{-9}$  gestattet demnach eine Fehlerrate von  $2 \cdot 10^{-9}$  der logischen EINS, woraus sich die im zeitlichen Mittel über NULLEN und EINSEN erforderliche Mindestanzahl zu  $N_{\text{qu}} = 10$  Photonen pro Bit ergibt. Diese Grenze ist lediglich durch die grundlegende (Poisson-)Emissionscharakteristik der optischen Quellen bestimmt und wird als *Quantenrauschgrenze* bezeichnet. Aus der geforderten Photonenanzahl läßt sich unmittelbar die erforderliche mittlere optische Empfangsleistung  $P_{\text{qu}}$  ableiten

$$P_{\text{qu}} := N_{\text{qu}} \cdot (h\nu) \cdot B, \quad (4.8)$$

wobei  $h$  das Planck'sche Wirkungsquantum ( $h = 6.626 \cdot 10^{-34}$  Js) und  $B$  die Bitrate des Systems ist.

Die abgeleitete theoretische Grenzemphindlichkeit der IM/DD-Empfänger von  $N_{\text{qu}} = 10$  Photonen im zeitlichen Mittel ist besser als die der meisten CD-Empfänger, deren Empfindlichkeiten im Bereich von 9-80 Photonen pro Bit liegen. Im besonderen benötigt der IM/CD-Empfänger bei homodyner Implementierung 18 und bei heterodyner Ausführung mindestens 36 Photonen pro Bit [20]. Realisierte optische Direktempfänger zur Demodulation intensitätsmodulierter Signale, die ohne optischen Vorverstärker betrieben werden, erreichen jedoch lediglich wesentlich schlechtere Empfindlichkeiten als durch die theoretische Quantenrauschgrenze erwartet. So werden anstelle der 10 Photonen pro Bit typischerweise mehr als 400 Photonen pro Bit benötigt. Diese deutliche Diskrepanz zwischen Theorie und Praxis ist durch die Existenz zusätzlicher Rauschquellen im System begründet. So führen bereits verschwindend geringe Dunkelströme und thermische Rauschströme beim Direktempfänger zu einer erheblichen Verschlechterung der erreichbaren Empfindlichkeit. In [21] wurde beispielsweise gezeigt, daß bereits ein einziges Dunkelstromelektron pro Bit dazu führt, die Empfindlichkeit des IM/DD-Empfängers unter die des IM/CD-Empfängers von 18 Photonen pro Bit sinken zu lassen. Beim DD-Empfänger ohne Vorverstärker kann dieses additive Gaußrauschen des Empfängers nicht überwunden werden und determiniert somit die erreichbare Grenzemphindlichkeit. Kohärente Empfänger hingegen nutzen die hohe optische Ausgangsleistung des Lokoszillators, um den ankommenden Signalpegel quasi optisch vorzuverstärken und damit unanfälliger gegenüber nachfolgendem Rauschen zu sein. Im besonderen folgt aus den Ergebnissen in [21], daß der vom LO erzeugte Photostrom lediglich das Zehnfache des Dunkelstroms betragen muß, um bis auf 10% an die theoretische Empfindlichkeitsgrenze für CD-Empfänger zu gelangen. Bei typischen Dunkelströmen von  $<1$  nA würde demnach eine mittlere optische Lokoszillatorleistung



im Bereich von  $P_{LO} \approx 10 \text{ nW}$  bereits ausreichen. Aufgrund des vorhandenen additiven Gaußrauschens, ist es jedoch im realen System nicht mehr möglich, die Entscheidungsschwelle unmittelbar an einen Photodiodenstrom von Null zu setzen. Ferner muß anstelle der idealen Poissonverteilung der optischen Quelle nun als Wahrscheinlichkeitsverteilung eine Gaußfunktion angesetzt werden, was zu einer erhöhten Mindestphotonenanzahl führt.

Während verstärkerfreie Direktdetektionsempfänger nicht an die theoretischen Grenzen gelangen können, kann gezeigt werden, daß die Verwendung eines optischen Vorverstärkers beim DD-Empfänger unabhängig vom Modulationsverfahren zu, mit CD-Empfängern nahezu identischen Empfindlichkeiten führt. Dies ist Gegenstand des nachfolgenden Kapitels.

Der Vollständigkeit halber wollen wir abschließend jedoch noch einige verwandte Begriffe definieren, zwischen denen in der Literatur oftmals nur unzureichend differenziert wird: Die obige Diskussion betrachtete die Signalübertragung im Teilchenbild, in welchem die Informationsträger die Photonen, als Quanten des Lichts sind. Die auftretenden statistischen Schwankungen der Photonenzahl wurden folglich als Quantenrauschen bezeichnet. Komplementär zu dieser Beschreibung kann auch die Ausbreitung elektrischer und magnetischer Felder untersucht werden. In diesem Wellenbild entsprechen die sogenannten *Vakuumfluktuationen* der elementaren Rauschgröße des propagierenden Feldes. Hierzu sei bemerkt, daß die Maxwell'schen Gleichungen in ihrer bekannten Form <sup>4</sup>, der sogenannten ersten Quantisierung, die gleichzeitige, absolute Bestimmung des elektrischen und des magnetischen Feldes erlauben, was im Konflikt zur Heisenberg'schen Unschärferelation steht. Durch Einführung der Vakuumfluktuationen werden die Maxwell'schen Gleichungen zur zweiten Quantisierungsform erhoben. Mathematisch garantiert die Existenz der elementaren Vakuumfluktuationen, daß die Unschärferelation stets erfüllt ist. Mithin sind die Vakuumfluktuationen im Wellenbild das Analogon des Quantenrauschens im Teilchenbild. Gelangt das gesandte Signal zum Empfänger, so macht sich das ankommende Rauschen in elektrischem Rauschen bemerkbar. Schließt man den elektrischen Empfänger an einen Lautsprecher an, so vernimmt man ein Geräusch, das dem Aufprall einer Vielzahl von Schrotkugeln auf einer Platte ähnelt. Daher bezeichnet man dieses elektrische Rauschen als *Schrotrauschen* (engl.: Shot Noise). Als Konsequenz dessen wird anstelle der Bezeichnung Quantenrauschgrenze auch der Begriff *Schrotrauschgrenze* für  $N_{qu}$  bzw.  $P_{qu}$  verwendet.

---

<sup>4</sup>siehe Gleichungen (7.7)-(7.10)

### 4.4.2 Theoretischer Vergleich der Empfindlichkeiten direkter und kohärenter Detektion

Auf die prinzipielle Ähnlichkeit direkter und kohärenter Detektionsverfahren wurde bereits mehrfach hingewiesen. In Analogie zum Einsatz des Lokaloszillators als Vorverstärker im CD-Empfänger kann beim DD-Empfänger ein optischer Vorverstärker (engl.: Optical Preamplifier) verwendet werden, um die Empfindlichkeit zu verbessern. Die vergleichende Studie derartig vorverstärkter DD-Empfänger und CD-Empfänger wurde in [22] durchgeführt. Wir wollen hier lediglich die wesentlichen Resultate wiedergeben.

Nach erfolgter Verstärkung kann das elektrische Feld beim DD-Empfänger am Eingang des optischen Filters (siehe Abbildung 2.17) wie folgt formuliert werden

$$\tilde{E}(t) = \sqrt{2G_{\text{pre}}P_{\text{sig}}(t)} \cdot \cos \{ \omega_{\text{DD}}t + \varphi_{\text{DD}}(t) + \varphi_{\text{noise}}(t) \} + n_{\text{add}}(t), \quad (4.9)$$

wobei  $G_{\text{pre}}$  der Gewinn des optischen Vorverstärkers,  $P_{\text{sig}}$  die mittlere optische Signalleistung,  $\omega_{\text{DD}}$  die optische Mittenfrequenz,  $\varphi_{\text{DD}}$  eine etwaige deterministische Phasen- oder auch Frequenzmodulation beschreibt und  $\varphi_{\text{noise}}$  das Phasenrauschen des Sendelasers berücksichtigt. Schließlich quantifiziert  $n_{\text{add}}$  das spontane Emissionsrauschen des Vorverstärkers, mit einer einseitigen spektralen Rauschleistungsichte  $\text{PSD}(\Omega)$  von

$$\text{PSD}_{\text{DD}}(\Omega) := |\mathcal{F}\{n_{\text{add}}(t)\}|^2 = p \cdot (h\nu) \cdot n_{\text{sp}}(G_{\text{pre}} - 1). \quad (4.10)$$

Hierin ist  $n_{\text{sp}}$  der Inversionsfaktor <sup>5</sup>. Für Empfänger ohne Polarisationsfilter gilt  $p = 2$ , während durch Verwendung eines Signal-angepaßten Polarisationsfilters die Orthogonal-komponente des Verstärkerrauschens unterdrückt werden kann, so daß  $p = 1$  gilt.

Der Einfachheit halber wollen wir uns auf den Fall intensitätsmodulierter Datenübertragung beschränken. Es gilt dann  $\tau_{\text{DD}} = 0$  (siehe Kapitel 2.4.1). Der Übergang auf allgemeine Modulationsformate kann mathematisch durch Berücksichtigung der notwendigen FM-AM-Konversion im optischen Filter mit  $\tau_{\text{DD}} \neq 0$  durchgeführt werden. Wie durch Quadrierung des Feldes und Mittelung leicht nachvollziehbar, ergibt sich nach Verstärkung ein mittlerer elektrischer Photodiodenstrom von

$$I_{\text{PD,DD}} = 2R \cdot G_{\text{pre}}P_{\text{sig}}(t) \cdot 0.5 = R \cdot G_{\text{pre}}P_{\text{sig}}, \quad (4.11)$$

wobei die Responsivity  $R$  der Proportionalitätsfaktor zwischen einfallender optischer Leistung  $P$  und elektrischem Strom  $I_{\text{PD,DD}}$  ist und sich wie folgt aus dem Quantenwirkungsgrad  $\eta_{\text{qu}}$  der Detektoren, der Elementarladung  $q$ , der Planck'schen Konstanten  $h$  und der

<sup>5</sup>zur Definition siehe Kapitel 6.3.1



optischen Signalmittenfrequenz  $\nu_0 := f_0 = \omega_0/(2\pi)$  berechnet

$$R := \frac{\eta_{\text{qu}} q}{h\nu}.$$

(4.12)

Beim kohärenten Empfänger (siehe Abbildung 2.18) kann das Eingangssignal des elektrischen Zwischenfrequenzfilters wie folgt geschrieben werden

$$I_{\text{PD,CD}} = 2R\sqrt{P_{\text{sig}}(t)P_{\text{LO}}} \cdot \cos\{\omega_{\text{IF}}t + \varphi_{\text{CD}}(t) + \varphi_{\text{noise}}(t)\} + n_{\text{add}}(t),$$

(4.13)

wobei  $P_{\text{LO}}$  die Ausgangsleistung des Lokaloszillators,  $\omega_{\text{IF}}$  die Zwischenfrequenz,  $\varphi_{\text{CD}}$  die Winkelmodulation und  $\varphi_{\text{noise}}$  das aus Sender- und LO-Rauschen zusammengesetzte Phasenrauschen ist. Bei lorentzlinienförmigen Linienbreiten ergibt sich die resultierende Zwischenfrequenzlinienbreite einfach aus der Addition beider einzelnen Linienbreiten. Im Gegensatz zum DD-Empfänger ist das zusätzliche Rauschen  $n_{\text{add}}$  durch das Schrotrauschen des Lokaloszillators determiniert, welches im Idealfall die einseitige spektrale Leistungsdichte

$$\text{PSD}_{\text{add}} = 2qRP_{\text{LO}}$$

(4.14)

annimmt. Es kann nun gezeigt werden, daß die theoretischen Empfindlichkeiten des DD- und des CD-Empfängers identisch sind, falls die in nachfolgender Tabelle aufgeführten Bedingungen erfüllt sind. In Verallgemeinerung des hier betrachteten Falls der Amplitudenmodulation berücksichtigen die aufgeführten Forderungen auch winkelmodulierte Übertragungssysteme.

	Kohärente Detektion		Direkte Detektion
Amplitudenmodulation	$\sqrt{P_{\text{sig}}(t)}$	$\stackrel{!}{=}$	$\sqrt{P_{\text{sig}}(t)}$
Winkelmodulation	$\varphi_{\text{CD}}(t)$	$\stackrel{!}{=}$	$\varphi_{\text{DD}}(t)$
Demodulation	$\tau_{\text{CD}}$	$\stackrel{!}{=}$	$\tau_{\text{DD}}$
Linienbreite	$\Delta\nu_{\text{sig}} + \Delta\nu_{\text{LO}}$	$\stackrel{!}{=}$	$\Delta\nu_{\text{sig}}$
Polarisation	Lokaloszillator und Signal kopolarisiert		nur eine Polarisation ( $p = 1$ )
dominierende Rauschgröße	LO-Schrotrauschen ( $P_{\text{LO}}$ groß)		Spontanes Rauschen ( $G_{\text{pre}}$ groß)
Empfindlichkeitseinbuße	$\eta_{\text{qu}}$	$\stackrel{!}{=}$	$1/n_{\text{sp}}$
Detektoranordnung	Balanced Receiver		Balanced Receiver
Filter	$H(\omega - \omega_{\text{DD}})$	$\stackrel{!}{=}$	$H(\omega - \omega_{\text{IF}})$

Zunächst ergibt sich natürlich die triviale Forderung nach der Übereinstimmung der betrachteten Verfahren. Im Vergleich zu direkten Systemen stellen kohärente Empfangsverfahren bei gleichem Modulationskonzept jedoch höhere Anforderungen an die Liniensbreite  $\Delta\nu_{\text{sig}}$  des ankommenden Signals. So muß die Zwischenfrequenzlinienbreite des CD-Systems identisch mit der Signallinienbreite des DD-Systems sein. Dies ist wesentlich für die zu erwartende Empfindlichkeit gegenüber nichtlinearen Phasenstörungen, da diese zu spektraler Aufweitung führen, die sich mithin auf kohärente Systeme stärker degradierend auswirkt. Ferner muß hinreichend LO-Leistung  $P_{\text{LO}}$  bzw. ausreichend Gewinn  $G_{\text{pre}}$  verfügbar sein, um die jeweils berücksichtigten Rauschgrößen, das Schrotrauschen respektive das ASE-Rauschen, gegenüber dem elektronischen Rauschen des Empfängers dominieren zu lassen. Die eigentliche Empfindlichkeitseinbuße läßt sich beim CD-Empfänger auf einen nichtidealen Quantenwirkungsgrad der Photodetektoren zurückführen, da dieser nach Gleichung (4.12) eine Verringerung von  $R$  impliziert, die dem Vorverstärkungseffekt durch  $P_{\text{LO}}$  entgegenwirkt (siehe Gleichung (4.13)). Beim DD-Empfänger ist hingegen der Grad der Besetzungsinversion des optischen Vorverstärkers entscheidend. Für identische Ergebnisse müssen der Inversionsfaktor  $n_{\text{sp}}$  und der Quantenwirkungsgrad  $\eta_{\text{qu}}$  zueinander in reziprokem Verhältnis stehen.

Der Einfluß des Polarisationsfilters auf die erzielbare Empfindlichkeit hängt von dem Absolutwert der auf die Photodiode einfallenden optischen Leistung ab: <sup>6</sup> Bei relativ geringen Pegeln ist die Empfindlichkeit durch die bei der Quadrierung in der Photodiode stattfindende Mischung des spontanen Verstärkerrauschens mit sich selbst bestimmt. Dieses Rauschen wird nach dem englischen Begriff als *Spontaneous-Spontaneous-Beat-Rauschen* bezeichnet. Bei Erhöhung des Leistungspegels beim Direktempfänger nimmt jedoch die Mischung zwischen Signal und spontanem Emissionsrauschen, das sogenannte *Signal-Spontaneous-Beat-Rauschen* zu. Während das Spontaneous-Spontaneous-Beat-Rauschen unpolarisiert ist, ergibt sich verständlicherweise lediglich eine mit dem Signal kopolarisierte Signal-Spontaneous-Beat-Noise-Komponente. Folglich führt ein Polarisationsfilter im Bereich höherer einfallender Leistungspegel beim DD-Empfänger nicht zu einer merklichen Erhöhung der Empfindlichkeit, während der Unterschied bei geringeren Pegeln bis zu 3 dB betragen kann. Eine Polarisationskontrolle wird in der Regel dennoch erforderlich sein, da das optische Filter zumeist polarisationsabhängig ist.

Für die drei von DeLange eingeführten Vorteile der kohärenten Nachrichtentechnik <sup>7</sup> folgt daraus, daß weder die prinzipielle Möglichkeit der Übertragung in der Phase bzw. der Frequenz, noch die angebliche erhöhte Grenzempfindlichkeit des kohärenten Empfängers als entscheidungsrelevante Vorteile angesehen werden können. Die wesentlichen Unter-

<sup>6</sup>siehe hierzu auch ausführliche Erläuterungen in Kapitel 6.5.2

<sup>7</sup>siehe Kapitel 1



schiede zwischen kohärenter und direkter Detektion resultieren vielmehr einzig aus der praktischen Realisierbarkeit durchstimmbarer optischer Filter bzw. abstimmbarer Lokoszillatoren, die den nutzbaren Wellenlängenbereich und die mögliche Packungsdichte der optischen Kanäle im optischen Vielkanalsystem determinieren. Für unsere weiteren Betrachtungen bedeutet dies, daß bezüglich der linearen Übertragungseigenschaften unter den oben angegebenen Annahmen nicht zwischen direkten und kohärenten Empfängern unterschieden werden muß. Bei der Diskussion der linearen Systemgrenzen wird im folgenden daher lediglich zwischen den spezifischen Modulationsverfahren differenziert.

#### 4.4.3 Erwarteter Unterschied kommerzieller Systeme

Nachdem wir aus theoretischen Überlegungen zu dem Schluß gekommen sind, daß optisch vorverstärkte DD- und CD-Empfänger nahezu identische Empfindlichkeiten aufweisen, wollen wir die praktische Gültigkeit dieser Aussage überprüfen. Hierzu wurden in Abbildung 4.2 eine Vielzahl experimentell erzielter Ergebnisse eingetragen, wobei der Vollständigkeit halber DD-Ergebnisse mit und ohne Vorverstärker aufgeführt wurden. Deutlich zu erkennen ist, daß die Empfindlichkeit unverstärkter DD-Systeme durch Verwendung von Lawinenphotodioden (engl.: **A**valanche **P**hoto **D**iodes) die mit PIN-Dioden erzielbare Empfindlichkeit trotz des erhöhten Extinktionspenaltys <sup>8</sup> übertrifft. Diese als *APD-Gewinn* bezeichnete Empfindlichkeitsdifferenz beträgt typischerweise etwa 6 dB. Durch den Einsatz optischer Vorverstärker läßt sich darüber hinaus eine Verbesserung von etwa 8 dB erzielen, wobei hier jedoch zweckmäßigerweise PIN-Dioden anstelle von Lawinenphotodioden Verwendung finden. Gut zu erkennen ist ferner, daß die erreichten Ergebnisse für verstärkte Direktempfänger und kohärente Empfänger, wie theoretisch erwartet, nahezu identisch sind.

Die in kommerziellen Systemen tatsächlich erreichbare Empfindlichkeit wird von mehreren Faktoren bestimmt: Beim DD-System ist im besonderen auf die Minimierung der Koppelverluste bei der Zusammenführung von Signalwelle und Pumplaser im WDM-Koppler zu achten. Desweiteren müssen durch Bereitstellen von ausreichend optischer Pumpleistung des Vorverstärkers Inversionsfaktoren möglichst dicht an der theoretischen Grenze von  $n_{sp} = 1$  erreicht werden. Praktische Werte werden voraussichtlich um  $n_{sp} \approx 1.25$  liegen. Man kann davon ausgehen, daß die erreichbaren Ergebnisse kommerzieller DD-Systeme lediglich etwa 0.5 dB schlechter ausfallen werden, als aus den in Abbildung 4.2 aufgeführten Laborergebnissen ersichtlich.

Zur Realisierung hoher Empfindlichkeiten kohärenter Systeme im kommerziellen Einsatz müssen entsprechend gute Lokoszillatoren geringen Phasenrauschens verwendet werden.

<sup>8</sup>siehe Kapitel 2.2.1

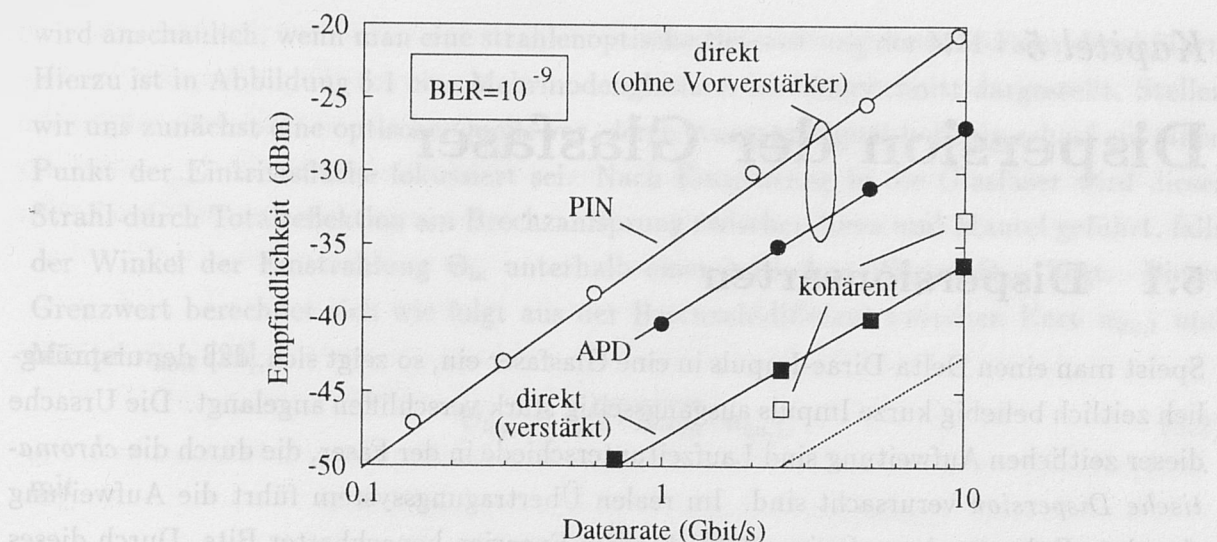


Abbildung 4.2: Experimentell erreichte Empfindlichkeiten unterschiedlicher Empfängerkonzepte im Vergleich zum Quantenrauschlimites (Ergebnisse aus veröffentlichten Experimenten)

Viel schwieriger als die Realisierung optischer Komponenten erweist sich jedoch im oberen Gbit/s-Bereich das Design adäquat breitbandiger elektrischer Filterelemente. Hier kann durch zu pragmatisches Empfängerdesign ein entscheidender Verlust an Empfindlichkeit beim Übergang zum kommerziellen System auftreten.



## Kapitel 5

# Dispersion der Glasfaser

## 5.1 Dispersionsarten

Speist man einen Delta-Dirac-Impuls in eine Glasfaser ein, so zeigt sich, daß der ursprünglich zeitlich beliebig kurze Impuls ausgangsseitig stark verschliffen angelangt. Die Ursache dieser zeitlichen Aufweitung sind Laufzeitunterschiede in der Faser, die durch die *chromatische Dispersion* verursacht sind. Im realen Übertragungssystem führt die Aufweitung einzelner Pulse zu einem Ineinanderfließen der Energien benachbarter Bits. Durch dieses *Pulsnebensprechen* (engl.: **Inter-Symbol Interference**) kann es zu erheblicher Degradation der Bitfehlerrate kommen. In erster Näherung wird vielfach in der Literatur eine Verbreiterung der zeitlichen Standardabweichung  $\sigma_t$  eines gegebenen Pulses um ein Viertel der Dauer eines Bits  $T_b$  als Kriterium zur analytischen Quantifizierung der Dispersionsgrenze verwendet [23]

$$\sigma_t \leq \frac{T_b}{4} \iff \sigma_t \cdot B \leq \frac{1}{4}, \quad (5.1)$$

Genau betrachtet bedingt diese willkürliche Begrenzung implizit die Annahme eines senderseitigen return-to-zero-(RZ)-Signals, da die Pulsbreite, quantifiziert durch  $\sigma_t$ , wesentlich geringer als die Bitdauer  $T_b = B^{-1}$  sein muß. Im besonderen garantiert das Einhalten der Bedingung (5.1), daß bei Einspeisung eines RZ-Gaußpulses noch etwa 95% der Energie innerhalb des Bitslots  $T_b$  detektierbar ist. Dessen ungeachtet wird obiges Kriterium in der Literatur auch häufig unmittelbar auf nonreturn-to-zero-(NRZ)-Signale angewendet. Hierbei wird der Parameter  $\sigma_t$  implizit als Maß zur Quantifizierung des zeitlichen *Zuwachses* der Pulsdauer umdefiniert.

Die einzelnen linearen dispersiven Effekte, die zu einer Pulsaufweitung beitragen, werden nun in den folgenden Abschnitten vorgestellt.

### 5.1.1 Intermodedispersion

#### 5.1.1.1 Strahlenoptische Betrachtung der Stufenprofilfaser

Die ersten Glasfasern waren sogenannte *Multimodefasern* (engl.: **Multi-Mode Fibers**) mit Stufenprofil (engl.: **Step-Index Profile**). In derartigen Lichtwellenleitern wird die Energie eines eingespeisten Impulses auf mehreren *Moden* transportiert. Das Konzept der Moden

wird anschaulich, wenn man eine strahlenoptische Betrachtung der MM-Faser durchführt. Hierzu ist in Abbildung 5.1 eine Mehrmodenglasfaser im Längsschnitt dargestellt. Stellen wir uns zunächst eine optische Quelle vor, deren Ausgangssignal beliebig scharf auf einen Punkt der Eintrittsfläche fokussiert sei. Nach Einspeisung in die Glasfaser wird dieser Strahl durch Totalreflektion am Brechzahlprung zwischen Kern und Mantel geführt, falls der Winkel der Einstrahlung  $\Theta_{\text{in}}$  unterhalb eines kritischen Wertes  $\Theta_{\text{lim}}$  liegt. Dieser Grenzwert berechnet sich wie folgt aus der Brechzahldifferenz zwischen Kern  $n_{\text{lin},1}$  und Mantel  $n_{\text{lin},2}$  [24]

$$\Theta_{\text{lim}} := \sqrt{2 \cdot \Delta n_{\text{lin}}} \cdot n_{\text{lin},1}, \quad (5.2)$$

mit

$$\Delta n_{\text{lin}} := \frac{n_{\text{lin},1} - n_{\text{lin},2}}{n_{\text{lin},1}}. \quad (5.3)$$

Wie leicht zu erkennen, beträgt die gesamte Laufzeit  $\tau_{\text{MMF}}$  eines geführten Strahls

$$\tau_{\text{MMF}} = \frac{n_{\text{lin},1} L}{c \cdot \cos(\Theta_{\text{in}})}, \quad (5.4)$$

wobei  $L$  die Übertragungslänge der Multimodefaser und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum ist. Wie später deutlich wird, impliziert diese Formulierung die Vernachlässigung der sogenannten *Intramode-Dispersion*.

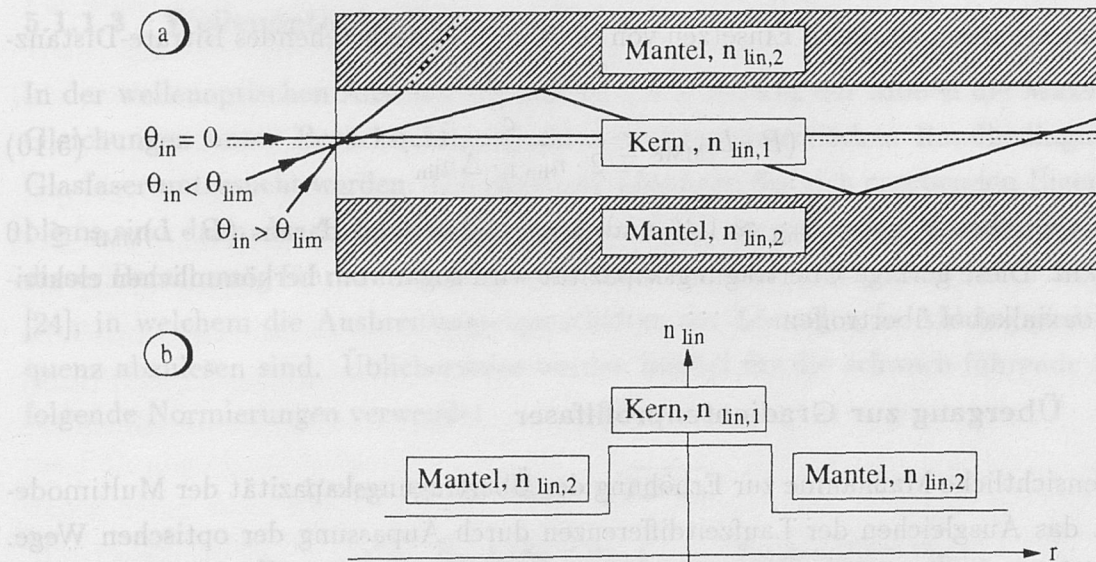


Abbildung 5.1: a) Strahlenoptisches Modell zur Erläuterung der Intermodedispersion der Multimodefaser und b) Stufenprofilfunktion der Brechzahl  $n_{\text{lin}}(r)$  ( $r$ : Radialkoordinate)

Besteht nun das eingespeiste Signal aus einer Vielzahl von Strahlen, die in unterschiedlichen Winkeln in die Faser eintreten, so breiten sich diese auf verschiedenen Wegen durch



die Glasfaser aus. Als Analogon dieser Strahlen in der geometrischen Optik spricht man in der Wellenoptik von *Moden*. Da die effektive Aufweitung des Eingangssignals aus den Laufzeitdifferenzen zwischen den Moden resultiert, spricht man von *Intermode-Dispersion*<sup>1</sup>. Der größte Laufzeitunterschied  $\sigma_{t,MMF}$  ergibt sich zwischen dem koaxialen Strahl, für den  $\Theta_{in} = 0$  gilt, und dem unter dem Grenzwinkel  $\Theta_{in} = \Theta_{lim}$  eingespeisten Strahl. Wir erhalten aus Abbildung 5.1a

$$2\sigma_{t,MMF} \approx \frac{n_{lin,1}L}{c} \cdot \left| \frac{1}{\cos \{\Theta_{lim}\}} - 1 \right|. \quad (5.5)$$

Berücksichtigt man nun, daß die Indextdifferenz  $\Delta n_{lin}$  üblicherweise im Prozent- bzw. Promillebereich liegt, so können wir folgende Näherungen verwenden

$$\Theta_{lim} = [2 \cdot \Delta n_{lin}]^{1/2} \approx \Delta n_{lin} \quad (5.6)$$

$$\Rightarrow \cos(\Theta_{lim}) \approx 1 + \Delta n_{lin} \quad (5.7)$$

$$\Rightarrow \frac{1}{\cos(\Theta_{lim})} \approx 1 - \Delta n_{lin}, \quad (5.8)$$

womit Gleichung (5.5) dann folgenden Ausdruck liefert

$$2\sigma_{t,MMF} \approx \frac{n_{lin,1} \cdot L \cdot \Delta n_{lin}}{c}. \quad (5.9)$$

Schließlich erhalten wir durch Einsetzen von (5.9) in (5.1) nachstehendes Bitrate-Distanz-Produkt

$$(B \cdot L)_{MMF} \leq \frac{c}{2 \cdot n_{lin,1} \cdot \Delta n_{lin}}. \quad (5.10)$$

Mit den typischen Werten  $n_{lin,1} \approx 1.46$  und  $\Delta n_{lin} \approx 0.01$  folgt daraus  $(B \cdot L)_{MMF} \leq 10$  Mbit/s·km. Diese geringe Übertragungskapazität wird sogar vom herkömmlichen elektrischen Koaxialkabel übertroffen.

### 5.1.1.2 Übergang zur Gradientenprofilfaser

Eine offensichtliche Maßnahme zur Erhöhung der Übertragungskapazität der Multimodefaser ist das Ausgleichen der Laufzeitdifferenzen durch Anpassung der optischen Wege. Aus Gleichung (5.4) erhalten wir durch Umstellen für die effektive Geschwindigkeit  $v_{MMF}$  eines durch den Einfallswinkel  $\Theta_{in}$  charakterisierten Strahls den Ausdruck

$$v_{MMF} := \frac{L}{\tau_{MMF}} = \frac{c}{n_{lin,1}} \cdot \cos(\Theta_{in}). \quad (5.11)$$

<sup>1</sup>inter (lat.): zwischen

Durch Übergang zu einer ortsabhängigen Brechzahlverteilung innerhalb des Kerns, entlang der Radialkoordinate  $r$ ,  $n_{\text{lin},1} \rightarrow n_{\text{lin},1}(r)$ , ist es folglich möglich, die längere Laufzeit des unter dem Grenzwinkel  $\Theta_{\text{lim}}$  einfallenden Strahls durch eine Erhöhung der Ausbreitungsgeschwindigkeit und eine entsprechende Reduktion der Brechzahl auszugleichen. Das Ergebnis dieser Optimierung ist die sogenannte *Gradientenprofilfaser* (engl.: Graded-Index Fiber), deren Kernbrechzahl zum Mantel hin parabolisch abnimmt (siehe Abbildung 5.2). Durch ein derartiges Profil werden die Moden im Randbereich des Kerns beschleunigt. Die sich im Vergleich zur Stufenprofilfaser ergebende Erhöhung der Kapazität beträgt ungefähr ein bis zwei Größenordnungen.

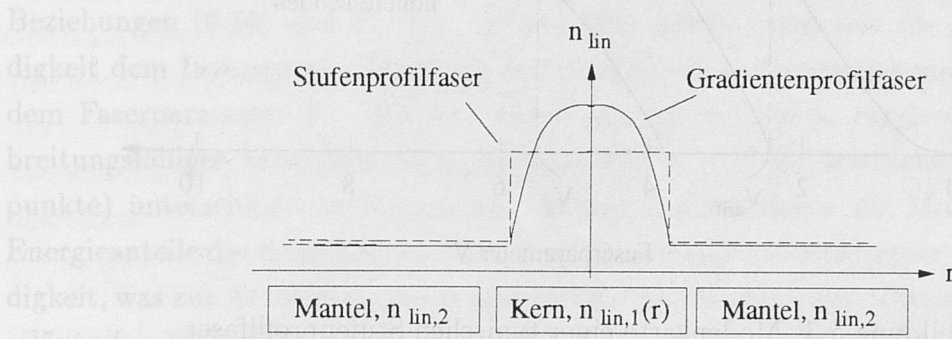


Abbildung 5.2: Vergleich der Brechzahlverteilungen von Stufen- und Gradientenprofilfaser

### 5.1.1.3 Wellenoptische Betrachtung

In der wellenoptischen Anschauung müssen zur Ableitung der Moden die Maxwell'schen Gleichungen unter Berücksichtigung der zylindersymmetrischen Randbedingungen der Glasfaser untersucht werden. Die einzelnen Lösungen des sich ergebenden Eigenwertproblems sind dann die Ausbreitungskonstanten  $\beta_{\text{mode}}$  der gesuchten Moden. Das Ergebnis dieser Berechnung führt zum sogenannten *Modenverteilungsdiagramm* (auch *Modenkarte*) [24], in welchem die Ausbreitungseigenschaften der Lösungen in Abhängigkeit der Frequenz abzulesen sind. Üblicherweise werden hierbei für die schwach-führende Glasfaser folgende Normierungen verwendet

$$V := r_c \cdot k_0 \cdot n_{\text{lin},1} \cdot \sqrt{2\Delta n_{\text{lin}}}, \quad (5.12)$$

$$B_{\text{mode}} := \frac{\beta_{\text{mode}}/k_0 - n_{\text{lin},2}}{n_{\text{lin},1}(r=0) - n_{\text{lin},2}} := \frac{n_{\text{lin},\text{mode}}(r) - n_{\text{lin},2}}{n_{\text{lin},1}(r=0) - n_{\text{lin},2}}, \quad (5.13)$$

wobei  $k_0 = (2\pi)/\lambda$  die Wellenzahl im Vakuum,  $r_c$  der Kernradius und  $\beta_{\text{mode}} := k_0 n_{\text{lin},\text{mode}}$  die Ausbreitungskonstante des betrachteten Modes ist. Mithin können die Parameter  $V$  und  $B_{\text{mode}}$  als normierte Frequenz respektive als normierte Ausbreitungskonstante aufgefaßt werden. In der Literatur wird  $V$  im allgemeinen als *Faserparameter* bezeichnet.



Das sich für eine Stufenprofilfaser ergebende Modenverteilungsdiagramm ist in Abbildung 5.3 dargestellt.

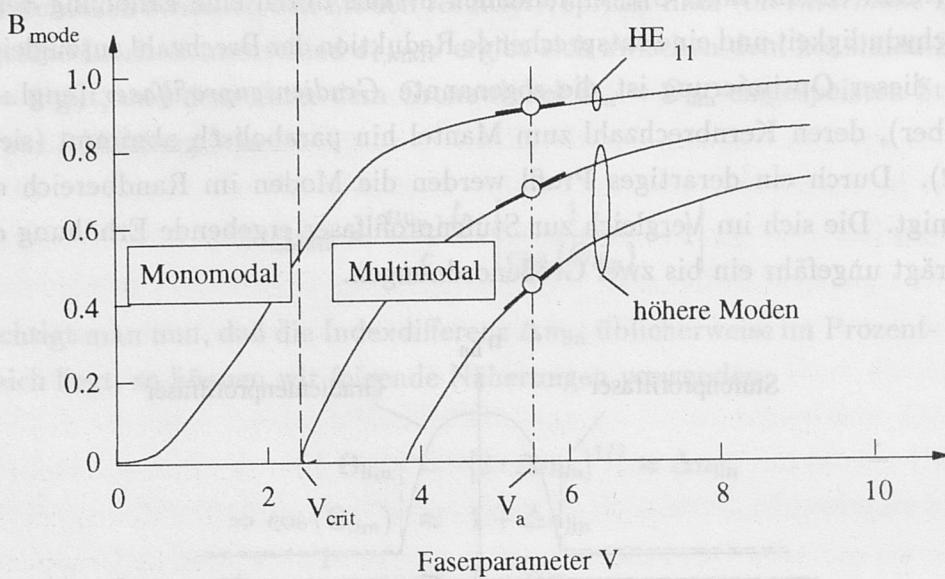


Abbildung 5.3: Modenkarte einer typischen Stufenprofilfaser

Aus dem Verhältnis von eingestrahelter Kreisfrequenz  $\omega$  zur resultierenden Modenausbreitungskonstanten  $\beta_{\text{mode}}$  kann nun die *Phasengeschwindigkeit*  $v_{\text{ph,mode}}$  der betrachteten Welle wie folgt bestimmt werden

$$v_{\text{ph,mode}} := \frac{c}{n_{\text{lin,mode}}} = \frac{\omega}{\beta_{\text{mode}}}. \quad (5.14)$$

Als Beispiel betrachten wir ein eingestrahltes Signal der Kreisfrequenz  $\omega_a = (2\pi c)/\lambda_a$ , dessen sich nach Gleichung (5.12) ergebender Faserparameter  $V_a$  in Abbildung 5.3 eingetragen ist. Wie ersichtlich, stellen sich in diesem Fall mehrere Schnittpunkte in der Modenkarte ein. Da die eingestrahlte Frequenz für alle propagierenden Moden identisch ist, die Schnittpunkte jedoch voneinander abweichen, folgt aus den Gleichungen (5.12)-(5.14), daß die Einstrahlung des Signals in der Glasfaser verschiedene Moden unterschiedlicher Phasengeschwindigkeit  $v_{\text{ph,mode}}$  anregt.

An dieser Stelle ist es wesentlich, zu beachten, daß der eigentliche Energietransport durch die Moden nicht mit der oben berechneten Phasengeschwindigkeit, sondern vielmehr mit der sogenannten *Gruppengeschwindigkeit*  $v_{\text{gr,mode}}$  (engl.: Group Velocity) erfolgt, die wie folgt definiert ist

$$v_{\text{gr,mode}} := \frac{d\omega}{d\beta_{\text{mode}}} = \left[ \frac{\partial \beta_{\text{mode}}}{\partial \omega} \right]^{-1}. \quad (5.15)$$

Die zweite Schreibweise berücksichtigt, daß physikalisch gesehen nicht die eingestrahlte optische Kreisfrequenz  $\omega$  eine Funktion der Ausbreitungskonstanten ist, sondern das spezifische  $\beta_{\text{mode}}$  sich aus der vorgegebenen Kreisfrequenz ergibt. Mit  $\beta_{\text{mode}} = k_0 n_{\text{lin,mode}}$  erhalten wir aus (5.15)

$$v_{\text{gr}}^{-1} = \frac{d\beta}{d\omega} = \frac{n_{\text{lin,gr,mode}}(\omega) + \omega \cdot [dn_{\text{lin,mode}}(\omega)/d\omega]}{c} := \frac{n_{\text{lin,gr,mode}}}{c}. \quad (5.16)$$

Hierbei ermöglicht die Einführung der *Gruppenbrechzahl*  $n_{\text{lin,gr,mode}}$  eine zur Phasengeschwindigkeit analoge mathematische Formulierung der Gruppengeschwindigkeit (vgl. die Beziehungen (5.14) und (5.16)). In der Modenkarte entspricht die Gruppengeschwindigkeit dem Inversen der Ableitung der normierten Ausbreitungskonstanten  $B_{\text{mode}}$  nach dem Faserparameter  $V$ . Wie aus Abbildung 5.3 ersichtlich, ergeben sich für die ausbreitungsfähigen Moden im exemplarischen Fall  $V = V_a$  für sämtliche Moden (=Schnittpunkte) unterschiedliche Steigungen. Mithin transportieren die Moden die jeweiligen Energieanteile des eingespeisten Signals mit voneinander abweichender Gruppengeschwindigkeit, was zur Aufweitung des eingespeisten Signalpulses führt. Dies entspricht der oben erläuterten Intermode-Dispersion. In diesem Sinne entspricht die Optimierung der Wege im Strahlenmodell dem Ausgleich der Steilheiten in der wellenoptischen Modenkarte.

Aus der Modenkarte wird jedoch noch eine weitere wesentliche Information ersichtlich: Für einen Faserparameter  $V < V_{\text{crit}} = 2.405$  ist ausschließlich eine Mode, die  $HE_{11}$ -Welle, ausbreitungsfähig. Diese Welle weist die geringste Frequenzsteilheit der normierten Ausbreitungskonstanten ( $B_{HE_{11}}$ ) auf und propagiert in der Stufenprofilfaser folglich mit der höchsten Gruppengeschwindigkeit. Gelingt es, durch adäquate Dimensionierung der Glasfaser, bei Betrieb am Dämpfungsminimum von  $\lambda \approx 1.55 \mu\text{m}$  einen Faserparameter  $V$  unterhalb von  $V_{\text{crit}}$  zu realisieren, so existiert folglich keine Intermode-Dispersion, so daß auch die Notwendigkeit eines Gradientenprofils entfällt. Man bezeichnet einen derartig designten Lichtwellenleiter als *Monomodefaser* (engl.: **Single-Mode Fiber**). Die Reduktion des Faserparameters  $V$  wird zweckmäßigerweise durch Verringerung des Faserkernradius  $r_c$  durchgeführt, da eine weitere Herabsetzung der Brechzahldifferenz  $\Delta n_{\text{lin}}$  die Führungseigenschaften der Glasfaser beeinträchtigen würde. Praktische SM-Fasern haben daher einen Kerndurchmesser von etwa  $2r_c \approx 8 \mu\text{m}$ , wohingegen der Diameter bei MM-Fasern üblicherweise  $2r_c \approx 50 \mu\text{m}$  beträgt. Das spezifische Faserdesign ist jedoch nicht nur von linearen Transmissionseigenschaften abhängig. Wie eine Betrachtung der faseroptischen Nichtlinearitäten an späterer Stelle zeigen wird, führt eine Reduktion des Faserquerschnitts zu einer nachteiligen Erhöhung der nichtlinearen Effekte, so daß das optimale Faserdesign ein Abwägen der einzelnen Effekte bedingt<sup>2</sup>.

<sup>2</sup>siehe hierzu auch Kapitel 8.2.2



Die Monomodefaser ist die heutige Standardglasfaser. In der vorliegenden Arbeit werden daher im folgenden ausschließlich SM-Fasern angenommen, so daß die explizite Spezifizierung des Modes ( $HE_{11}$ ) bei der Angabe der Ausbreitungskonstanten  $\beta_{\text{mode}}$  sowie der Gruppengeschwindigkeit  $v_{\text{gr,mode}}$  im folgenden entfallen kann.

### 5.1.2 Intramode-Dispersion

Ogleich die Intermode-Dispersion durch den Übergang zur Monomodefaser völlig ausgeschaltet werden kann, zeigt sich dennoch in der SM-Faser eine von Null verschiedene zeitliche Aufweitung  $\sigma_{t,\text{SMF}}$  eines eingespeisten Signalpulses. Mithin existiert noch eine weitere Form chromatischer Dispersion innerhalb der  $HE_{11}$ -Mode, weshalb man in diesem Fall von *Intramode-Dispersion*<sup>3</sup> spricht. In der englischsprachigen Literatur wird für diese Dispersion der Monomodefaser synonym der Begriff **Group-Velocity Dispersion** verwendet. Diese Dispersion ist aus zwei Komponenten zusammengesetzt, der Materialdispersion  $D_M$  und der Wellenleiterdispersion  $D_W$ , die in den nächsten beiden Abschnitten näher erläutert werden.

Im folgenden bezeichne die *Dispersion*  $D_\lambda$  stets die Intramode-Dispersion der monomodalen Stufenprofilfaser, wobei zu beachten ist, daß der Parameter  $D_\lambda$  eine funktionale Abhängigkeit von  $\lambda$  aufweist und folglich alle Ableitungen bezüglich der Wellenlänge zu berechnen sind. Eine Alternative, frequenzbezogene Beschreibungsform der Dispersion wird aus didaktischen Gründen erst an späterer Stelle, in Kapitel 5.1.3, vorgestellt.

#### 5.1.2.1 Materialdispersion

Bei der Propagation eines elektrischen Feldes durch die Glasfaser kommt es zu einer Wechselwirkung zwischen Feld und Elektronen sowie Molekülen der Materie. Die hierbei stattfindende Polarisierung des Mediums durch Generation und Ausrichtung von Dipolen, ist jedoch nicht instantan, sondern erfolgt mit einer gewissen Verzögerungszeit. Diese Dauer ist eine Funktion der Frequenz der propagierenden Welle, wodurch Signale verschiedener optischer Frequenzen auch in unterschiedlicher Weise mit der Materie wechselwirken. Diese mikroskopische Retardierung manifestiert sich makroskopisch in einer frequenzabhängigen Brechzahl. In dem zur optischen Nachrichtentechnik genutzten Spektralbereich, fernab der eigentlichen Elektronen- und Molekularresonanzzentren<sup>4</sup>, kann die Kernbrechzahl mathematisch in sehr guter Näherung durch die *Sellmeier-Reihe* beschrieben werden. Hiernach gilt [25]

<sup>3</sup>intra (lat.): innerhalb

<sup>4</sup>eine Übertragung im Bereich der Resonanzen wäre aus Dämpfungsgründen nicht möglich

$$n_{\text{lin},1}^2(\omega) = 1 + \sum_{i=1}^K \frac{S_i \cdot \omega_i^2}{\omega_i^2 - \omega^2} \quad (5.17)$$

wobei  $\omega_i$  die  $i$ -te Resonanzfrequenz und  $S_i$  die zugeordnete Resonatorstärke ist. Es zeigt sich, daß für eine gute Erfassung von  $n_{\text{lin},1}$  die Berücksichtigung zweier Ultraviolett- und einer Infrarotresonanz ausreicht, womit  $K = 3$  wird.

Nun ist jede modulierte optische Quelle nicht streng monochromatisch; vielmehr führt einerseits inhärentes Phasenrauschen der optischen Quelle (=Linienbreite) und andererseits auch die eigentliche Modulation zu einer spektralen Verteilung des emittierten Lichtes. Mithin ergeben sich nach Maßgabe der Sellmeier-Reihe für die einzelnen Spektralkomponenten unterschiedliche Brechzahlen<sup>5</sup> und schließlich, durch die Frequenzabhängigkeit der Brechzahl, auch eine dem Material inhärente Dispersion. Letztere wird daher als *Materialdispersion*  $D_M$  (engl.: Material Dispersion, stellenweise auch Wavelength Dispersion) bezeichnet.

Mit Hilfe der Gleichungen (5.16) und (5.17) läßt sich nun die für die Materialdispersion relevante Gruppenbrechzahl  $n_{\text{lin},\text{gr}}(\lambda)$  berechnen. Der sich für eine typische Quarzglasfaser ergebende Verlauf der Brechzahl  $n_{\text{lin},1}$  und der Gruppenbrechzahl  $n_{\text{lin},\text{gr},1}$  des Kernmaterials ist in Abbildung 5.4 dargestellt.

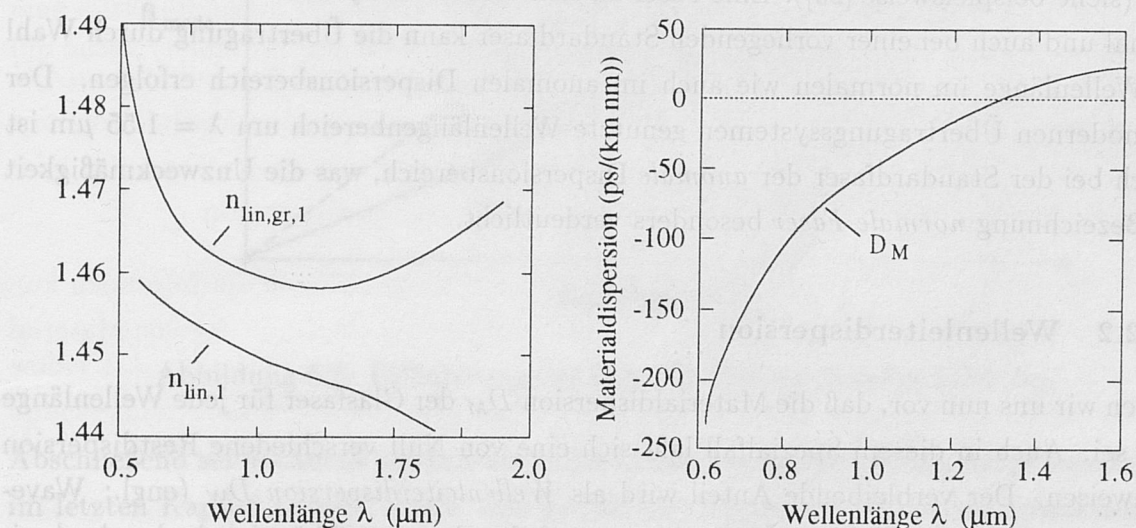


Abbildung 5.4: Wellenlängenabhängigkeit der Kernbrechzahl  $n_{\text{lin},1}$  und der Gruppenbrechzahl  $n_{\text{lin},\text{gr},1}$  sowie resultierender Verlauf der Materialdispersion  $D_M$  für eine typische Quarzglasfaser

<sup>5</sup>Genaugenommen gilt diese inkohärente Diskussion ausschließlich für den Fall spektral breiter optischer Quellen, wie bei Einsatz von Leuchtdioden.



Entsprechend den obigen Ausführungen kann die Materialdispersion  $D_M$  als die Ableitung der Gruppenbrechzahlfunktion nach der Wellenlänge berechnet werden. Daraus folgt, daß die Materialdispersion  $D_M$  unterhalb einer bestimmten Wellenlänge  $\lambda < \lambda_{D_M=0}$  negativ ist und oberhalb von  $\lambda_{D_M=0}$  positive Werte annimmt. In der reinen Silicafaser beträgt die Wellenlänge, bei der die Materialdispersion den Wert Null annimmt,  $\lambda_{D_M=0} \approx 1.276 \mu\text{m}$ . Die zur Bildung des Stufenprofils notwendige Dotierung der Silicafaser macht sich jedoch in einer Erhöhung auf etwa  $\lambda_{D_M=0} \approx 1.29 \mu\text{m}$  bemerkbar.

An dieser Stelle ist es zweckmäßig, zur Unterscheidung der beiden Dispersionsbereiche zwei Termini einzuführen. Wir wollen das Dispersionsverhalten der Glasfaser als *normal* bezeichnen und folglich den Begriff *normaler Dispersionsbereich* verwenden, falls die Gruppenbrechzahl  $n_{\text{lin,gr},1}$ , als Ableitung der linearen Brechzahl nach der Wellenlänge, mit zunehmender Wellenlänge *abnimmt*. Wie aus Abbildung 5.4 ersichtlich, ergibt sich dieses Verhalten für die Standardfaser unterhalb einer Wellenlänge von  $\lambda_{D_M=0}$ . Oberhalb dieser Grenze stellt sich hingegen ein entgegengesetztes Verhalten ein; hier propagieren blaue Frequenzen tendenziell schneller als rote, so daß wir zur Abgrenzung dann vom *anormalen Dispersionsbereich* sprechen wollen.

Um Begriffsverwirrung zu vermeiden, sei darauf hingewiesen, daß in der Literatur stellenweise die ungenaue Bezeichnung *normale Faser* anstelle von *Standardfaser*<sup>6</sup> verwendet wird (siehe beispielsweise [26]). Eine Faser an sich verhält sich jedoch weder normal noch anomal und auch bei einer vorliegenden Standardfaser kann die Übertragung durch Wahl der Wellenlänge im normalen wie auch im anormalen Dispersionsbereich erfolgen. Der bei modernen Übertragungssystemen genutzte Wellenlängenbereich um  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  ist jedoch bei der Standardfaser der *anomale* Dispersionsbereich, was die Unzweckmäßigkeit der Bezeichnung *normale Faser* besonders verdeutlicht.

### 5.1.2.2 Wellenleiterdispersion

Stellen wir uns nun vor, daß die Materialdispersion  $D_M$  der Glasfaser für jede Wellenlänge Null sei. Auch in diesem Spezialfall läßt sich eine von Null verschiedene Restdispersion nachweisen. Der verbleibende Anteil wird als *Wellenleiterdispersion*  $D_W$  (engl.: Waveguide Dispersion) bezeichnet.<sup>7</sup> Wiederum muß die Frequenzabhängigkeit der Ausbreitungskonstanten untersucht werden. Für eine ebene Welle, die ausschließlich im Kern geführt wird, gilt der Zusammenhang  $\beta_1 = n_{\text{lin},1}k_0$ , während für eine sich im Mantel ausbreitende Welle die Beziehung  $\beta_2 = n_{\text{lin},2}k_0$  gilt. Hierbei sind  $n_{\text{lin},1}$  und  $n_{\text{lin},2}$  die

<sup>6</sup>der Begriff *Standardfaser* wird im folgenden noch präzisiert

<sup>7</sup>Gelegentlich findet sich auch die Bezeichnung *Eigenwellendispersion*, die jedoch vermieden werden sollte, um inhaltliche Konfusion mit der *Intermode-Dispersion* (Mode=Eigenwelle) zu vermeiden.

Brechzahl des Kern- respektive des Mantelmaterials, die im betrachteten Fall frequenzunabhängig sind, da wir ja die Materialdispersion in beiden Medien als Null annehmen ( $D_{M,1} = D_{M,2} \stackrel{!}{=} 0$ ). Berücksichtigt man nun, daß sich eine ausbreitende Welle bei geringen optischen Frequenzen weit in den Mantelbereich hinein ausdehnt und bei hohen optischen Frequenzen auf den Kernbereich konzentriert ist,<sup>8</sup> so erwarten wir einen Übergang der effektiven Brechzahl der Welle bei Erhöhung der Frequenz  $\omega$  von  $n_{\text{lin}} = n_{\text{lin},2}$  zu  $n_{\text{lin}} = n_{\text{lin},1}$ . Die hierbei auftretenden *Krümmungen* der frequenzabhängigen Ausbreitungskonstanten  $\beta$  lassen sich dann unmittelbar mit der Wellenleiterdispersion  $D_W$  verknüpfen. Mathematisch gilt zwischen der Materialdispersion  $D_M$ , der normierten Ausbreitungskonstanten  $B_{\text{mode}}$  und dem Faserparameter  $V$  der Zusammenhang [24]

$$D_M := -\frac{n_{\text{lin},1} - n_{\text{lin},2}}{\lambda \cdot c} \cdot \frac{V d^2 (V \cdot B)}{dV^2}. \quad (5.18)$$

Abbildung 5.5 zeigt den Verlauf der Wellenleiterdispersion typischer Standardfasern als Funktion der Wellenlänge  $\lambda = \omega/(2\pi \cdot c)$ .

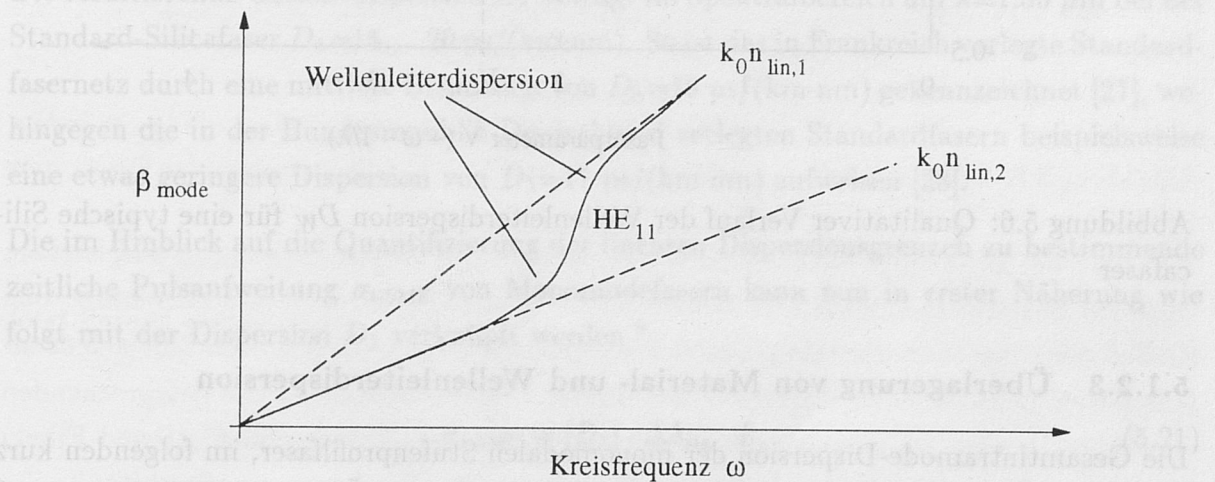


Abbildung 5.5: Erläuterung des Begriffs *Wellenleiterdispersion*  $D_W$

Abschließend sei nochmals explizit auf einen häufig begangenen Fehler hingewiesen: Wie im letzten Kapitel gezeigt, ergibt sich die Materialdispersion  $D_M$  als eine Funktion der Materialeigenschaften des Mediums und ist folglich von der Dotierung abhängig. Daher ist prinzipiell eine unterschiedliche Frequenzabhängigkeit von Kern- und Mantelbrechzahl,  $n_{\text{lin},1}$  respektive  $n_{\text{lin},2}$  zu erwarten, die als Frequenzabhängigkeit der Brechzahldifferenz, gemäß

<sup>8</sup>Dies wird intuitiv verständlich, wenn man bedenkt, daß eine höherfrequente Welle die Führungseigenschaften der Kern-Mantel-Brechzahldifferenz aufgrund der geringeren Wellenlänge stärker als eine niederfrequente Welle spürt.



$$\Delta n_{\text{lin}} = \Delta n_{\text{lin}}(\omega) \neq \text{constant} \quad (5.19)$$

formuliert werden kann. Häufig wird diese Abhängigkeit fälschlicherweise als Hauptursache der Wellenleiterdispersion  $D_W$  verstanden. Tatsächlich äußert sich jedoch die außerordentlich kleine Dotierungsdifferenz von Mantel- und Kernmaterial in einer geringeren veränderlichen Brechzahldifferenz  $\Delta n_{\text{lin}}(\omega)$ , so daß dieser als *Profildispersion* bezeichnete zusätzliche Anteil lediglich etwa 10 % der Wellenleiterdispersion beträgt.

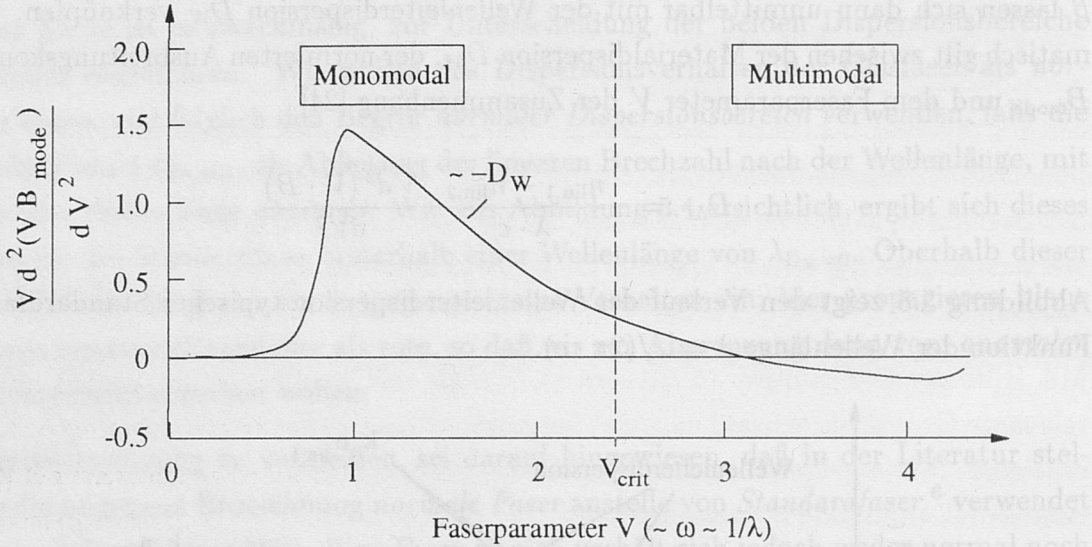


Abbildung 5.6: Qualitativer Verlauf der Wellenleiterdispersion  $D_W$  für eine typische Silicafaser

### 5.1.2.3 Überlagerung von Material- und Wellenleiterdispersion

Die Gesamtintradispersion der monomoden Stufenprofilfaser, im folgenden kurz als *Dispersion*  $D_\lambda$  bezeichnet, ergibt sich wie erläutert aus der Überlagerung von Material- und Wellenleiterdispersion zu

$$D_\lambda := D_M + D_W. \quad (5.20)$$

Wie aus Abbildung 5.6 ersichtlich, nimmt die Wellenleiterdispersion  $D_W$  im monomoden Bereich der Glasfaser negative Werte an. Im Gegensatz hierzu ist die Materialdispersion  $D_M$  unterhalb von  $\lambda_{D_M=0}$  negativ und oberhalb dieser Grenze positiv. Mithin kommt es bei Überlagerung beider Effekte zu einer Verschiebung der Materialdispersionskurve zu höheren Wellenlängen und folglich auch zu einer Verschiebung des Dispersionsminimums von  $\lambda_{D_M=0}$  zu  $\lambda_{D_\lambda=0}$  (siehe Abbildung 5.7). Diese Verschiebung beträgt bei der Standardfaser über 20 nm. Dadurch ergibt sich für die Standardfaser das Dispersionsminimum bei  $\lambda_{D_\lambda=0} \approx 1296$  nm anstelle von  $\lambda_{D_M=0} \approx 1276$  nm.

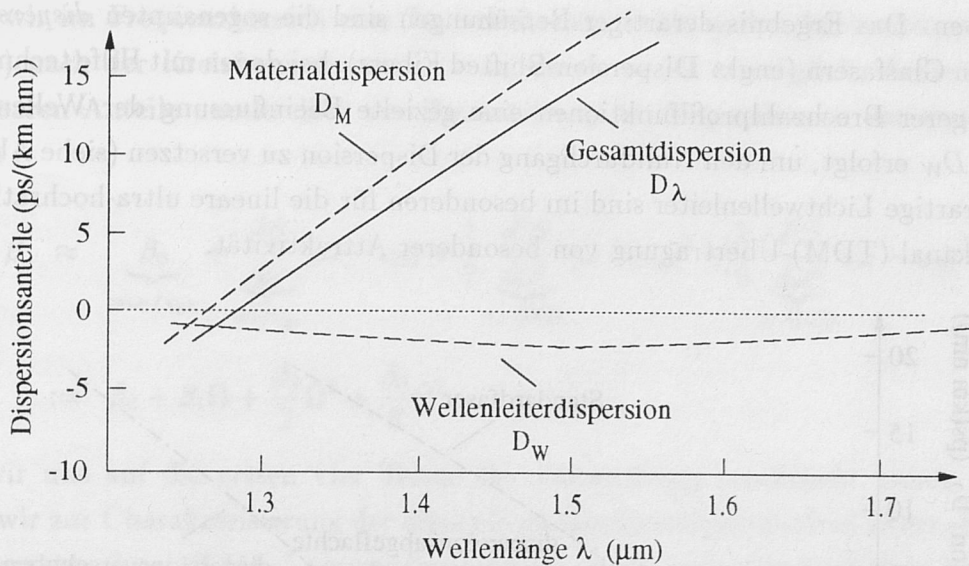


Abbildung 5.7: Zusammensetzung der Gesamtdispersion einer Standard-Stufenfaser

Die resultierende Gesamtdispersion  $D_\lambda$  beträgt im Spektralbereich um  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  bei der Standard-Silicafaser  $D_\lambda = 15 \dots 20 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$ . So ist das in Frankreich verlegte Standardfasernetz durch eine mittlere Dispersion von  $D_\lambda = 19 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$  gekennzeichnet [27], wohingegen die in der Bundesrepublik Deutschland verlegten Standardfasern beispielsweise eine etwas geringere Dispersion von  $D_\lambda = 17 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$  aufweisen [28].

Die im Hinblick auf die Quantifizierung der linearen Dispersionsgrenzen zu bestimmende zeitliche Pulsaufweitung  $\sigma_{t,\text{SMF}}$  von Monomodefasern kann nun in erster Näherung wie folgt mit der Dispersion  $D_\lambda$  verknüpft werden <sup>9</sup>

$$\sigma_{t,\text{SMF}} \approx |D_\lambda| \cdot \Delta\lambda_{\text{sig}} \cdot L, \quad (5.21)$$

wobei  $\Delta\lambda_{\text{sig}}$  die spektrale Breite des Signals angibt und  $L$  die Länge der Übertragungsstrecke mißt. Die sich mit Gleichung (5.1) ergebenden Bitrate-Länge-Produkte der SM-Faser liegen um mehrere Größenordnungen über der erreichbaren Kapazität der Multimodefaser und werden aus didaktischen Gründen erst an späterer Stelle genau quantifiziert.

Wie wir in Kapitel 4.2 gesehen haben, liegt das Dämpfungsminimum der Standardfaser bei  $\lambda \approx 1.55 \mu\text{m}$ . Berücksichtigt man, daß in linearen faseroptischen Übertragungssystemen dispersive Laufzeitverzögerungen einen wesentlichen Begrenzungsfaktor der erreichbaren Kapazität darstellen, so erscheint es wünschenswert, durch entsprechendes Design der Brechzahlprofilfunktion die Nulldispersion von  $\lambda_{D_\lambda=0} \approx 1.3 \mu\text{m}$  zu  $\lambda_{D_\lambda=0} \approx 1.55 \mu\text{m}$  zu

<sup>9</sup>siehe Kapitel 11.2



verschieben. Das Ergebnis derartiger Bemühungen sind die sogenannten *dispersionsverschobenen* Glasfasern (engl.: **D**ispersion-**S**hifted **F**ibers), bei denen mit Hilfe technologisch aufwendigerer Brechzahlprofilfunktionen eine gezielte Beeinflussung der Wellenleiterdispersion  $D_W$  erfolgt, um den Nulldurchgang der Dispersion zu versetzen (siehe Abbildung 5.8). Derartige Lichtwellenleiter sind im besonderen für die lineare ultra-hochratige optische Einkanal-(TDM)-Übertragung von besonderer Attraktivität.

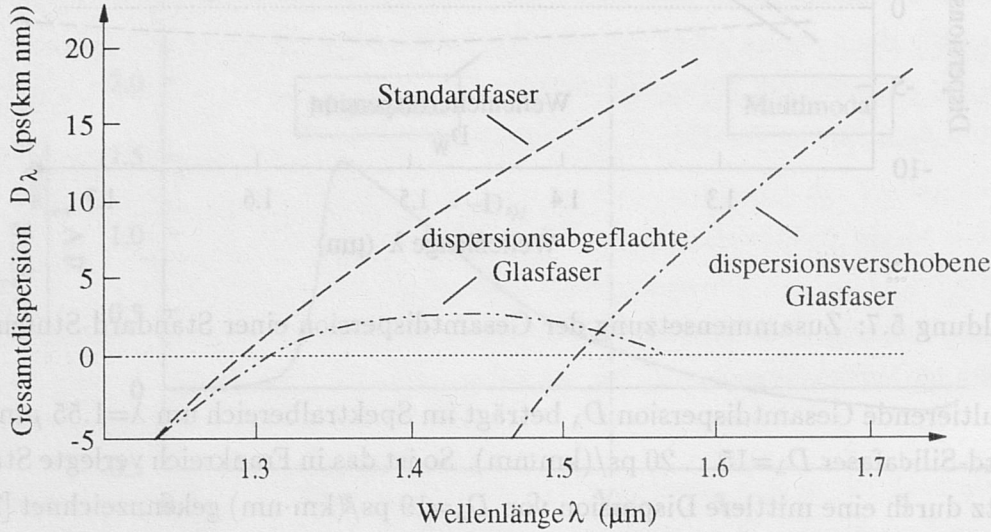


Abbildung 5.8: Verlauf der Gesamtdispersion  $D_\lambda = D_M + D_W$  für verschiedene Fasertypen

Während die DS-Fasern die Dispersion lediglich um die Wellenlänge  $\lambda_{D_\lambda=0}$  ausgleichen, ist es für Systeme mit optischem Wellenlängen- bzw. Frequenzmultiplex notwendig, den Einfluß der Dispersion über ein größeres Frequenzband zu minimieren. Dies läßt sich ebenfalls durch entsprechende Auslegung des Brechzahlprofils erreichen. Die entsprechenden Glasfasern werden als *dispersionsabgeflachte* Fasern (engl.: **D**ispersion-**F**lattened **F**iber) bezeichnet. Sie werden jedoch bislang nicht in kommerziellen Systemen eingesetzt.

### 5.1.3 GVD-Koeffizienten erster und zweiter Ordnung

Obgleich wir oben in den Gleichungen (5.15)-(5.17) den Begriff *Dispersion* durch eine nichtlinear-frequenzabhängige Ausbreitungskonstante  $\beta$  charakterisiert haben, wurde bislang zur Quantifizierung der dispersiven Eigenschaften von Glasfasern der bezüglich der Wellenlänge  $\lambda$  definierte Parameter  $D_\lambda$  verwendet. Motiv hierfür war die Wahrung des Einklangs mit der großen Mehrheit von Veröffentlichung im Bereich optischer Übertragungssysteme, die nahezu ausschließlich  $D_\lambda$  zur Diskussion der Dispersion nutzen. Im Gegensatz hierzu wird in eher physikalisch-, Grundlagen-orientierten Publikationen die eigentliche, frequenzbezogene Definition des Dispersionsparameters bevorzugt.

Führen wir im Frequenzbereich eine Taylorreihenentwicklung der Ausbreitungskonstanten  $\beta(\omega)$  nach der Kreisfrequenz um  $\omega = \omega_0$  durch, so ist es möglich, die bezüglich  $\omega$  nichtlinearen Anteile unmittelbar zur Beschreibung der Dispersion zu verwenden. Wir erhalten

$$\beta \approx \underbrace{\beta_0}_{=\omega_0/v_{ph}} + \underbrace{\frac{d\beta}{d\omega}}_{=1/v_{gr}} (\omega - \omega_0) + \underbrace{\frac{1}{2} \frac{d^2\beta}{d\omega^2}}_{1. \text{ GVD}} (\omega - \omega_0)^2 + \underbrace{\frac{1}{6} \frac{d^3\beta}{d\omega^3}}_{2. \text{ GVD}} (\omega - \omega_0)^3 \quad (5.22)$$

$$:= \beta_0 + \beta_1 \Omega + \frac{\beta_2}{2} \Omega^2 + \frac{\beta_3}{6} \Omega^3, \quad (5.23)$$

wobei wir uns auf die ersten vier Terme der Entwicklung beschränkt haben. Mithin können wir zur Charakterisierung der dispersiven Glasfasereigenschaften alternativ zu  $D_\lambda$  den Parameter  $\beta_2 := d^2\beta/d\omega^2$  verwenden, den wir zur Abgrenzung nach dem Englischen als *Group-Velocity Dispersion-(GVD)-Koeffizient erster Ordnung* bezeichnen wollen. Eine zu Gleichung (5.21) konsistente Beschreibung erhalten wir, falls für die zeitliche Pulsaufweitung gilt

$$\sigma_{t,SMF} \approx |D_\lambda| \cdot \Delta\lambda_{sig} \cdot L \stackrel{!}{=} |\beta_2| \cdot \Delta\omega_{sig} \cdot L, \quad (5.24)$$

wobei  $\Delta\omega_{sig}$  die spektrale Breite des Signals mißt. Mit

$$\omega = \frac{2\pi \cdot c}{\lambda} \Rightarrow \frac{d\omega}{d\lambda} = -\frac{2\pi \cdot c}{\lambda^2} \quad (5.25)$$

folgt daraus nachstehende Identität

$$D_\lambda \stackrel{!}{=} -\frac{2\pi \cdot c}{\lambda^2} \cdot \beta_2. \quad (5.26)$$

Mit den oben angegebenen Werten für  $D_\lambda$  ergibt sich bei  $\lambda \approx 1.55 \mu\text{m}$  ein negativer GVD-Koeffizient erster Ordnung für Standardfasern im Bereich von  $\beta_2 = -15 \dots -25 \text{ ps}^2/\text{km}$ .

Vielfach finden leider heute noch in der Literatur die Bezeichnungen *positiver* und *negativer Dispersionsbereich* Anwendung, die ursprünglich bezüglich  $\beta_2$  definiert wurden. Bedenkt man jedoch, daß Dispersion sowohl durch  $\beta_2$  als auch durch  $D_\lambda$  beschrieben werden kann und beide Größen sich nach Gleichung (5.26) im Vorzeichen unterscheiden, so wird deutlich, daß die Termini *positiv* und *negativ* unzuweckmäßig sind. Die Folge dessen ist eine vollkommene Inkonsistenz in der Literatur hinsichtlich der Bedeutung obiger Begriffe. In Extremfällen werden sogar innerhalb einer Veröffentlichung die Wortinhalte gewechselt. Diese Verwirrung wurde noch insofern gesteigert, als daß manche Autoren an Stelle des Symbols  $D_\lambda$  das Symbol  $M$  einführten, was andere Verfasser wiederum



zur Beschreibung des reinen Materialdispersionsanteils  $D_M$  nutzten. In der vorliegenden Arbeit finden daher die Begriffe positiver und negativer Dispersionsbereich keine Verwendung. Stattdessen werden, wie erläutert, die in Kapitel 5.1.2.1 eingeführten, physikalisch eindeutigen Bezeichnungen *normaler* bzw. *anomaler* Dispersionsbereich genutzt.

Natürlich ist auch  $\beta$  keine lineare Funktion der Kreisfrequenz, so daß zur hinreichenden Beschreibung des Dispersionseinflusses die Berücksichtigung eines weiteren Terms in der Taylorreihenentwicklung der Ausbreitungskonstanten  $\beta$  nach (5.22) notwendig ist, dessen Koeffizienten wir in Konsistenz als *GVD-Koeffizient zweiter Ordnung*  $\beta_3$  (engl.: Second-Order Group-Velocity Coefficient) bezeichnen wollen. Während dieser Anteil in der Standardfaser bei  $\lambda=1.55 \mu\text{m}$  die Wellenausbreitung aufgrund des hohen  $\beta_2$ -Wertes nur unwesentlich beeinflusst<sup>10</sup>, werden die linearen Kapazitätsgrenzen bei Übertragung nahe des Dispersionsminimums  $\lambda_{D_\lambda=0}$  sowie die Grenzen dispersionsverschobener Fasern mit  $D_\lambda \approx 0 \dots 0.5 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$  auch durch  $\beta_3$  determiniert. Der GVD-Koeffizient zweiter Ordnung wird bei der Behandlung von Systemen mit Optischer Phasenkonjugation an späterer Stelle noch von besonderer Bedeutung sein.

Die Ableitung des Dispersionskoeffizienten (erster Ordnung) wollen wir als  $dD_\lambda/d\lambda$  bezeichnen. An dieser Stelle kommt es häufig zu Verwechslungen, indem ein GVD-Koeffizient zweiter Ordnung von Null ( $\beta_3 = 0$ ) unmittelbar mit  $dD_\lambda/d\lambda = 0$  gleichgesetzt wird. Aufgrund der inversen Proportionalität von Wellenlänge zur Kreisfrequenz nach Gleichung (5.25) verbleibt jedoch auch bei  $\beta_3 = 0$  ein geringfügiger Restwert für  $dD_\lambda/d\lambda$ . Für analytische oder numerische Systemberechnungen wird dies jedoch lediglich relevant, falls die Übertragung exakt am Dispersionsminimum der Faser erfolgt. Ansonsten ergibt sich für die Dispersion zweiter Ordnung ein typischer Wertebereich von  $dD_\lambda/d\lambda \approx 0.05 \dots 0.09 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm}^2)$ .

#### 5.1.4 Polarisationsdispersion

Schließlich existiert in der Faser noch ein weiterer Effekt, der zu Laufzeitunterschieden im empfangenen Signal führt – die *Polarisationsdispersion* (engl.: Polarisation-Mode Dispersion). Wäre die Glasfaser ideal zylindersymmetrisch, so würde ein gesendetes Signal unabhängig von der Polarisation stets dieselbe Laufzeit benötigen. Hierbei wird davon ausgegangen, daß auf der Strecke keine weiteren polarisationsabhängigen Elemente, wie beispielsweise optische Filter oder Verstärker existieren. Durch herstellungsbedingte Asymmetrien oder Abweichungen, die von Mikrokrümmungen der Glasfaser hervorgerufen werden, wird jedoch eine Doppelbrechung verursacht, die zu einer polarisationsabhängigen Laufzeit führt. Da man in jeder Glasfaser zwei zueinander orthogonale Polarisa-

<sup>10</sup>siehe Abschätzung in Kapitel 9.4.2.2

tionshauptachsen definieren kann, entspricht die Existenz der PMD mathematisch der Beziehung

$$\sigma_{t,\text{pol}} = L \cdot \left| \frac{d\beta_x}{d\omega} - \frac{d\beta_y}{d\omega} \right| \neq 0, \quad (5.27)$$

wobei  $\beta_x$  und  $\beta_y$  die Ausbreitungskonstanten der beiden Polarisationshauptachsen  $x$  respektive  $y$  bezeichnen. Typischerweise beträgt  $\sigma_{t,\text{pol}}/L \leq 1$  ps/km und ist damit selbst im oberen Gbit/s-Bereich wesentlich geringer als die Intramodendispersion  $D_\lambda$ . Mithin spielt die PMD bei der terrestrischen Datenübertragung lediglich eine untergeordnete Rolle. Im Gegensatz hierzu determinieren Polarisierungseffekte entscheidend die Performance interkontinentaler Weitverkehrsverbindungen, bei denen die in der Glasfaser wirkende chromatische Dispersion durch geeignete Maßnahmen der Dispersionskompensation ausgeglichen wird. Zwar ist es durch geeignetes Faserdesign möglich, eine starke Kopplung der Polarisationshauptachsen zu erreichen, so daß die PMD effektiv sehr gering wird. Die so erhaltenen *polarisationserhaltenden* Glasfasern (engl.: Polarization-Maintaining Fibers) sind jedoch in der Herstellung sehr aufwendig und daher aus Kostengründen kaum für den Einsatz in realen Systemen geeignet. Die Untersuchung der Polarisationsproblematik von Langstreckenverbindungen mit besonderer Berücksichtigung der Wechselwirkung mit polarisationsabhängigen Komponenten sowie schließlich die Entwicklung adäquater Lösungskonzepte bleibt folglich ein zentraler Gegenstand zukünftiger Systemstudien.

## 5.2 Wellengleichung für lineare, dispersive Medien

In diesem Abschnitt wird die mathematische Grundgleichung der Wellenausbreitung in linearen, dispersiven Glasfasern abgeleitet. Das Verständnis der Herleitung erleichtert wesentlich das Nachvollziehen der Ableitung der charakteristischen Gleichung für nichtlineare, dispersive Glasfasern in Kapitel 7.3.

Ausgangspunkt der Betrachtung bilden die elementaren Maxwell'schen Gesetze in der ersten Quantisierung, die in dem quellfreien Medium Glasfaser die folgende Form annehmen

$$\text{rot} \vec{E} = \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (5.28)$$

$$\text{rot} \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (5.29)$$

wobei  $\vec{E}$  und  $\vec{H}$  den schnell-oszillierenden elektrischen respektive magnetischen Feldstärkevektor bezeichnen,  $\vec{B}$  die magnetische Induktion ist und  $\vec{D}$  den dielektrischen Verschie-



bungsvektor symbolisiert. Ergänzt werden diese Gleichungen durch nachstehende Materialgesetze

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (5.30)$$

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} = \epsilon_0 n_{\text{lin}}^2 \vec{E}, \quad (5.31)$$

mit der Permeabilität und der Permittivität des Vakuums,  $\mu_0$  respektive  $\epsilon_0$ , die mit der Lichtgeschwindigkeit des Vakuums  $c$  in folgendem Zusammenhang stehen

$$\mu_0 \epsilon_0 = c^{-2}, \quad (5.32)$$

und der relativen Permittivität der Glasfaser  $\epsilon_r$ , die sich wie folgt aus der linearen Brechzahl  $n_{\text{lin}}$  ergibt

$$\epsilon_r := n_{\text{lin}}^2. \quad (5.33)$$

Durch Bildung der Rotation von Gleichung (5.28) erhalten wir mit (5.29)-(5.32)

$$\text{rot rot } \vec{E} = \frac{n_{\text{lin}}^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}. \quad (5.34)$$

In obiger Gleichung kann man nun den Differentialoperator wie folgt ersetzt werden

$$\text{rot rot } \vec{E} = \text{grad div } \vec{E} - \Delta \vec{E}, \quad (5.35)$$

wobei  $\Delta$  der Laplace-Operator ist. Für die Divergenz des dielektrischen Verschiebungsvektors gilt im linearen Medium  $\text{div } \vec{D} = 0$  und folglich auch  $\text{grad div } \vec{D} = \vec{0}$ . Man kann daraus jedoch nur auf die Quelfreiheit des elektrischen Feldes schließen, falls die Brechzahl  $n_{\text{lin}}$  des Mediums nicht von der Radialkoordinate  $r$ , im kartesischen System bei Propagation in  $z$ -Richtung den Transversalkoordinaten  $x$  und  $y$  entsprechend, abhängig ist. Für die in praxi verwendeten schwach-führenden (engl.: weakly-guiding) Fasern ist der Brechzahlunterschied zwischen Kern und Mantel jedoch nur sehr gering ( $\Delta n_{\text{lin}} < 0.1\%$ ), so daß  $n_{\text{lin}}(x, y) \approx \text{constant} := n_{\text{lin}}$  gilt, woraus sich  $\text{div } \vec{E} = 0$  ergibt. Mithin erhalten wir aus Gleichung (5.34) und (5.35)

$$\Delta \vec{E} = -\frac{n_{\text{lin}}^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}. \quad (5.36)$$

Im folgenden wollen wir zur Vereinfachung von einer linear in  $x$ -Richtung polarisierten Feldstärke  $\vec{E} = \vec{E}_x := \tilde{E}$  ausgehen, so daß sich die vektorielle Gleichung (5.36) auf eine skalare Differentialgleichung reduziert. Die Verallgemeinerung auf den Fall beliebiger

Polarisation kann unmittelbar durch Einbeziehen einer entsprechenden, vollkommen analogen Differentialgleichung für die  $y$ -Komponente vollzogen werden. Ferner führen wir nachstehenden Separationsansatz durch

$$\tilde{E}(z, t) := \frac{1}{2} \cdot [A(z, t) \cdot F(x, y) \cdot \exp \{-j(\beta_0 z - \omega_0 t)\} + c.c.], \quad (5.37)$$

wobei  $c.c.$  den konjugiert-komplexen Anteil symbolisiert,  $\omega_0$  die optische Mittenkreisfrequenz des betrachteten Spektrums und  $\beta_0$  die zugeordnete Ausbreitungskonstante ist. Durch die Abspaltung des schnell-oszillierenden Exponentialterms beschreibt die zeitlich *langsam-oszillierende komplexe Feldamplitude*  $A(z, t)$  (engl.: Field Envelope) die eigentliche Modulation des Feldes. Die Funktion  $F(x, y)$  beschreibt die transversale Verteilung des betrachteten Feldes. Das Aufstellen und Lösen der Differentialgleichung für  $F(x, y)$  unter Beachtung der zylindersymmetrischen Randbedingungen der Glasfaser führte zu den bereits diskutierten Moden. Wir wollen uns jedoch im folgenden auf die Untersuchung der sich mit fortschreitender Längskoordinate  $z$  einstellenden Feldänderung konzentrieren. Hierzu berechnen wir zunächst den Ausdruck auf der linken Seite von Gleichung (5.36). Mit (5.37) erhalten wir

$$\frac{\partial \tilde{E}}{\partial z} = \frac{1}{2} \cdot F(x, y) \cdot e^{-j[\beta_0 z - \omega_0 t]} \cdot \left[ \frac{\partial A}{\partial z} - j\beta_0 A \right] \quad (5.38)$$

und folglich

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial z^2} = \frac{1}{2} \cdot F(x, y) \cdot e^{-j[\beta_0 z - \omega_0 t]} \cdot \left[ \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} - 2j\beta_0 \frac{\partial A}{\partial z} + \beta_0^2 A \right]. \quad (5.39)$$

An dieser Stelle ist es zweckmäßig, die folgende Näherung durchzuführen

$$\frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \ll -2j\beta_0 \frac{\partial A}{\partial z} + \beta_0^2 A, \quad (5.40)$$

die äquivalent ist zur Annahme einer mit  $z$  nur langsam stattfindenden Feldänderung. Betrachten wir nun die rechte Seite der Gleichung (5.36). Die Berechnung ergibt

$$\frac{\partial \tilde{E}}{\partial t} = \frac{1}{2} \cdot F(x, y) \cdot e^{-j\beta_0 z} \cdot \left[ \frac{\partial A(z, t)}{\partial t} \cdot e^{j\omega_0 t} + j\omega_0 A(z, t) \cdot e^{j\omega_0 t} \right], \quad (5.41)$$

woraus wir die zweite zeitliche Ableitung zu

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{2} \cdot F(x, y) \cdot e^{-j(\beta_0 z - \omega_0 t)} \cdot \left[ \frac{\partial^2 A(z, t)}{\partial t^2} + 2j\omega_0 \frac{\partial A(z, t)}{\partial t} - \omega_0^2 A(z, t) \right] \quad (5.42)$$



erhalten. Da  $A(z, t)$  gegenüber  $\omega_0$  eine langsam-variierende Feldamplitude ist, können die zeitlichen Ableitungen in obiger Gleichung vernachlässigt werden. Es gilt

$$\left| \frac{\partial^2 A(z, t)}{\partial t^2} + 2j\omega_0 \frac{\partial A(z, t)}{\partial t} \right| \ll \omega_0^2 A(z, t). \quad (5.43)$$

Mithin erhalten wir durch Substitution von (5.39) und (5.42) in (5.36) unter Berücksichtigung der Näherungen und nach Kürzen des Vorfaktors folgende Differentialgleichung

$$-2j\beta_0 \cdot \frac{\partial A(z, t)}{\partial z} + \beta_0^2 \cdot A(z, t) = \left( \frac{n_{\text{lin}} \omega_0}{c} \right)^2 A(z, t). \quad (5.44)$$

Zur weiteren Berechnung transformieren wir obige Gleichung nun in den Frequenzbereich, gemäß

$$\mathcal{F}(z, \omega) := \int_{-\infty}^{+\infty} f(z, t) \cdot \exp \{-j\omega t\} dt, \quad (5.45)$$

wobei  $\mathcal{F}(z, \omega)$  die frequenzabhängige Fouriertransformierte der Zeitfunktion  $f(z, t)$  ist. Nach Gleichung (5.14) gilt nun

$$\beta(\omega) = \frac{n_{\text{lin}}(\omega) \omega_0}{c}, \quad (5.46)$$

womit (5.44) nach Multiplikation mit dem Faktor  $j/(2\beta_0)$  in folgende Wellengleichung übergeht

$$\frac{\partial A(z, \omega)}{\partial z} + \frac{j}{2\beta_0} [\beta^2(\omega) - \beta_0^2] A(z, \omega) = 0. \quad (5.47)$$

Nähern wir nun, daß gilt

$$[\beta(\omega)^2 - \beta_0^2] = [\beta(\omega) - \beta_0] \cdot [\beta(\omega) + \beta_0] \quad (5.48)$$

$$\approx [\beta(\omega) - \beta_0] \cdot 2\beta_0, \quad (5.49)$$

so erhalten wir aus Gleichung (5.47)

$$\frac{\partial A(z, \omega)}{\partial z} + j[\beta(\omega) - \beta_0] A(z, \omega) = 0. \quad (5.50)$$

An dieser Stelle führen wir die bereits diskutierte Taylorreihenentwicklung der Ausbreitungskonstanten  $\beta$  nach Gleichung (5.22) und (5.23) durch, so daß die GVD-Koeffizienten erster und zweiter Ordnung,  $\beta_2$  respektive  $\beta_3$ , explizit in der Wellengleichung erscheinen

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \underbrace{j\beta_0 A - j\beta_0 A}_{=0} + j\beta_1 \Omega \cdot A + j\frac{\beta_2}{2} \Omega^2 \cdot A + j\frac{\beta_3}{6} \Omega^3 \cdot A = 0. \quad (5.51)$$

Hierin ist  $\Omega = \omega - \omega_0$  die Kreisfrequenzablage von der Entwicklungskreisfrequenz  $\omega_0$ . Schließlich nutzen wir die aus der Definitionsgleichung (5.45) folgenden Identitäten

$$j\Omega \equiv \frac{\partial}{\partial t} \quad (5.52)$$

$$-\Omega^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial t^2} \quad (5.53)$$

$$-j\Omega^3 \equiv \frac{\partial^3}{\partial t^3} \quad (5.54)$$

zur Rücktransformation vom Frequenz- in den Zeitbereich und erhalten damit die gesuchte Wellengleichung für lineare, dispersive Glasfasern zu

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A(z, t)}{\partial t} - j\frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A(z, t)}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A(z, t)}{\partial t^3} = 0. \quad (5.55)$$

Da  $\beta_1$  lediglich ein Maß der Gruppenlaufzeit des betrachteten Pulses ist, ist dieser Term für die Studie der dispersiven Pulsverzerrungen irrelevant. Dies wird deutlich, wenn man folgende Transformation der Zeit durchführt

$$t \longrightarrow t - \beta_1 z, \quad (5.56)$$

mit der aus Gleichung (5.55) folgt

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} - j\frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A(z, t)}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A(z, t)}{\partial t^3} = 0. \quad (5.57)$$

Physikalisch bedeutet diese Transformation, daß wir die Zeit in einem mit der Gruppengeschwindigkeit  $v_{gr}(\omega_0)$  des Pulses fortschreitenden Zeitrahmen messen. Gleichung (5.57) bildet die Grundlage der folgenden Dispersionsuntersuchungen.

## 5.3 Meßtechnische Bestimmung der Dispersionskoeffizienten

Die einfachste Methode zur experimentellen Bestimmung ist die *Messung des Phasenversatzes* (engl.: Phase-Shift Measurement), die im folgenden kurz beschrieben werden soll.



In Abbildung 5.9 ist der prinzipielle Meßaufbau gezeigt. Als Testsender wird eine spektral schmale Quelle benötigt. Hierzu kann man beispielsweise eine breitbandige Leuchtdiode (LED) mit nachgeschaltetem Monochromator verwenden. Da die spektrale Reinheit der Quelle jedoch entscheidend für die Genauigkeit der Messung ist, empfiehlt sich für besonders akkurate Messung ein spektral sehr schmalbandiger und abstimmbarer Laser mit externer Kavität (ECL).

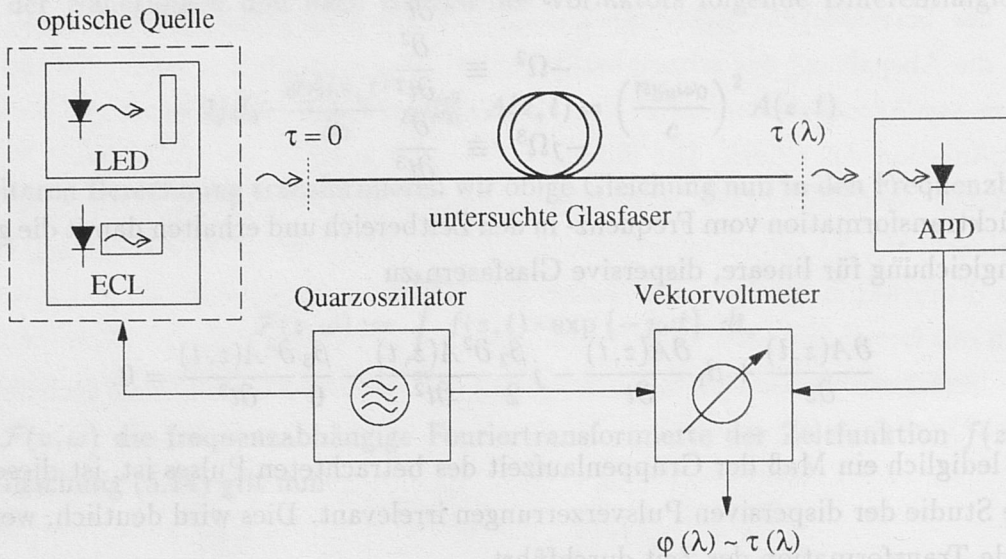


Abbildung 5.9: Messung der Dispersionskoeffizienten  $D_\lambda$  und  $dD_\lambda/d\lambda$

Moduliert wird die optische Quelle mit einem stabilen sinusoidalen Quarzsignal einer Frequenz im Bereich von 30 MHz. Nach Transmission des optischen Signals der Wellenlänge  $\lambda_1$  wird das Empfangssignal mit einer Lawinenphotodiode (APD) detektiert und in einem Vektorvoltmeter mit dem ursprünglichen Signal verglichen. Der Phasenversatz  $\varphi(\lambda_1)$  beider Signale kann unmittelbar in eine Zeitverzögerung  $\tau_1$  umgerechnet werden, die der Laufzeit der betrachteten Testwellenlänge  $\lambda_1$  entspricht. Durch sukzessive Wiederholung der Messung bei unterschiedlichen Testwellenlängen erhalten wir die funktionale Abhängigkeit der Laufzeit von der Wellenlänge. Nach numerischem Anpassen der experimentellen Ergebnisse an eine Sellmeier-Reihe gemäß Gleichung (5.17) erhält man den gesamten Verlauf  $\tau(\lambda)$ . Die gesuchten Dispersionskoeffizienten erster und zweiter Ordnung,  $D$  respektive  $dD/d\lambda$ , ergeben sich dann durch einmalige respektive zweimalige Ableitung der Funktion  $\tau(\lambda)$  nach der Wellenlänge.

## 5.4 Pulsausbreitung in dispersiven Glasfasern

In diesem Kapitel wollen wir als Vorstufe zur Betrachtung realer Übertragungssysteme die Ausbreitung isolierter optischer Pulse in linearen, dispersiven Glasfasern untersuchen. Im besonderen erfolgt ein systematischer Vergleich des Propagationsverhaltens Gauß- und nicht-gaußförmiger Pulse, der wichtige Erkenntnisse für das Verständnis der in nachfolgenden Kapiteln diskutierten faseroptischen Nichtlinearitäten liefert. Desweiteren wird der Einfluß der Dispersion auf winkelmulierte Übertragungssysteme analysiert.

Häufig werden zur Untersuchung des Dispersionsverhaltens und auch zur Beschreibung faseroptischer Nichtlinearitäten Gaußpulse verwendet. Mathematisch kann ein solcher Puls wie folgt formuliert werden

$$A(z=0, t)_{\text{gauss}} := A_p \cdot \exp \left\{ - \left( \frac{t}{T_{p,0}} \right)^2 \right\}, \quad (5.58)$$

wobei  $A_p$  der Maximalwert der Pulsamplitude am Ort  $z = 0$  und  $T_{p,0}$  die Pulsweite am Ort  $z = 0$  sind. Numerisches Lösen der linearen Grundgleichung (5.57) unter Verwendung von Gleichung (5.58) ergibt unabhängig vom Vorzeichen der Dispersion  $D_\lambda$  und folglich unabhängig vom Dispersionsbereich für eingangs ungechirpte Gaußpulse in der dämpfungsfreien Glasfaser das in Abbildung 5.10 gezeigte qualitative Propagationsverhalten.

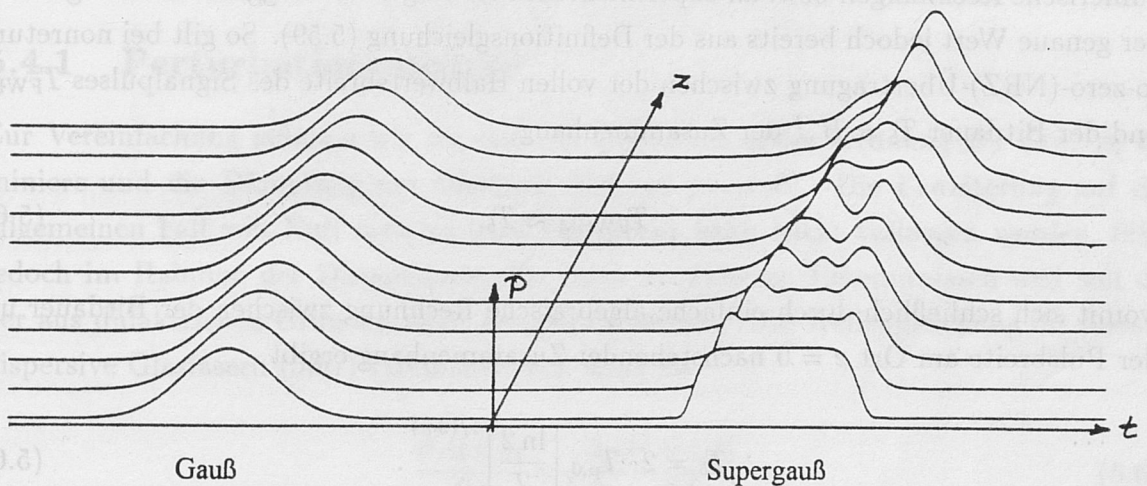


Abbildung 5.10: Qualitative Propagationsstudien eines Gaußpulses ( $m = 1$ ) und eines nicht-gaußförmigen Pulses ( $m > 1$ )

Hiernach erkennen wir, daß die örtliche Pulsbreite  $T_p(z)$  eines anfänglich unverchirpten Gaußpulses, der beispielsweise durch externe Modulation erzeugt wurde, mit zunehmender Länge monoton zunimmt, was über den Energieerhaltungssatz mit einer entsprechenden



Reduktion der Pulsspitzenleistung  $P_p$  gekoppelt ist. Dieses Verhalten ist in Einklang mit den Ergebnissen der inkohärenten Dispersionsanalyse in Kapitel 5.1.2, aus der folgte, daß die dispersiven Laufzeitdifferenzen der im Signal enthaltenen Frequenzkomponenten zu einer monoton, linear mit der Übertragungslänge  $L$  anwachsenden Pulsweite  $\sigma_{t,\text{SMF}}$  führten (siehe Gleichung (5.24)).

Die Ausgangssignale realer Modulatoren weichen jedoch im allgemeinen vom einfachen Gaußprofil ab und sind tendenziell eher rechteckförmig. Eine Annäherung an den Gaußpuls erfolgt lediglich, falls die realisierbare Modulatorbandbreite  $B_{\text{mod}}$  nennenswert niedriger als die Datenrate des Systems  $B$  wird, was jedoch erst im ultra-hohen Gbit/s-Bereich der Fall ist. Die eher rechteckförmigen optischen Signale können dennoch analytisch, durch Erweiterung des Gaußpulses zum *Supergaußpuls* erfaßt werden. Letzterer kann mathematisch wie folgt beschrieben werden

$$A(z = 0, t)_{\text{sup}} := A_p \cdot \exp \left\{ - \left( \frac{t}{T_{p,0}} \right)^{2m} \right\}. \quad (5.59)$$

Durch Veränderung der *Ordnung des Supergauß*  $m$  kann die genaue Pulsform variiert werden; im besonderen erhalten wir für  $m = 1$  den einfachen Gaußpuls und mit zunehmendem  $m$  eine Annäherung an den idealen Rechteckpuls. In zahlreichen Publikationen wird die Pulsweite  $T_{p,0}$  nicht explizit definiert und dient zur Anpassung analytischer Ergebnisse an numerische Rechnungen bzw. an experimentelle Messungen. Strenggenommen ergibt sich der genaue Wert jedoch bereits aus der Definitionsgleichung (5.59). So gilt bei nonreturn-to-zero-(NRZ)-Übertragung zwischen der vollen Halbwertsbreite des Signalpulses  $T_{\text{FWHM}}$  und der Bitdauer  $T_b = B^{-1}$  der Zusammenhang

$$T_{\text{FWHM}} \approx T_b, \quad (5.60)$$

womit sich schließlich durch einfache algebraische Rechnung zwischen der Bitdauer und der Pulsbreite am Ort  $z = 0$  nachstehender Zusammenhang ergibt

$$T_b = 2 \cdot T_{p,0} \left[ \frac{\ln 2}{2} \right]^{1/(2m)}. \quad (5.61)$$

Je nach spezifischer Pulsform gilt demnach  $T_p \approx 0.85 \cdot T_b$  für Gaußpulse bzw.  $T_p \approx 0.5 \cdot T_b$  für ideale Rechteckpulse.

Simuliert man nun die Ausbreitung von Supergaußpulsen mit  $m > 1$  in linearen, dispersiven Glasfasern, erkennen wir aus Abbildung 5.10, daß anfänglich *unverchirpte* Supergaußpulse durch die lineare Dispersion zunächst im Mittenbereich des Pulses eine

transiente, zeitliche *Kompression* erfahren, die anschließend in ein monotonen zeitliches Aufweiten übergeht. Hierbei läßt sich zeigen, daß die initiale Kompression bei kürzeren Streckenlängen erfolgt, je höher die Krümmung der Pulsflanken bzw. je höher die Ordnung  $m$  des Supergauß ist. In praktischen Systemen sind diese Parameter mit der Bitrate  $B$  und der Modulatorbandbreite  $B_{\text{mod}}$  verknüpft. Während eine derartige Kompression im Falle vorgechirpter Pulse bekannt war, wurde ein entsprechendes Verhalten eingangs *ungechirpter* Supergaußpulse erst im Rahmen dieser Arbeit beobachtet und die systematische Studie dieses Phänomens erstmalig in der Literatur veröffentlicht. Im folgenden werden wir untersuchen, welche physikalischen Effekte zur beobachteten Kompression führen und inwieweit das unterschiedliche Verhalten von Gauß- und Supergaußpulsen zu differierenden Dispersionsgrenzen führt.

In der Literatur ist eine Vielzahl von Betrachtungen einfacher Gaußpulse bekannt; jedoch kann aufgrund der mathematischen Komplexität keine der verwendeten analytischen Lösungsmethoden unmittelbar auf Supergaußpulse erweitert werden. Da jedoch die Studie letzterer besonders systemrelevant ist, müssen neue Lösungsverfahren gesucht werden. In der vorliegenden Arbeit wurde die *Störungsrechnung*<sup>11</sup> erstmalig erfolgreich zur Beschreibung der Ausbreitung von Supergaußpulsen angewendet. Um die notwendigen Rechenschritte leichter nachvollziehen zu können, wenden wir das Verfahren zunächst auf einfache Gaußpulse, zur Ableitung bereits bekannter Ergebnisse an, um anschließend die Berechnung auf Supergaußpulse mit  $m > 1$  zu erweitern.

#### 5.4.1 Perturbationsanalyse

Zur Vereinfachung nehmen wir an, daß die Dispersion erster Ordnung  $D_\lambda$  bzw.  $\beta_2$  dominiere und die Dämpfung der Glasfaser Null sei ( $\alpha = 0$ ). Die Erweiterung auf den allgemeinen Fall von Null verschiedener Dämpfung kann leicht vollzogen werden, führt jedoch im Rahmen der Dispersionsstudie nicht zu weiteren Erkenntnissen und soll daher aus didaktischen Gründen nicht ausgeführt werden. Die Wellengleichung für lineare, dispersive Glasfasern (5.57) vereinfacht sich dann zu

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = j \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A(z, t)}{\partial t^2}. \quad (5.62)$$

Da die langsam variierende Feldamplitude  $A$  eine komplexe Funktion der Zeit und des Ortes ist, kann sie wie folgt formuliert werden

$$A(z, t) := U(z, t) \cdot \exp \{j\phi(z, t)\}, \quad (5.63)$$

---

<sup>11</sup>synonym auch *Perturbationstheorie*



wobei  $U$  die reelle Pulsamplitude und  $\phi$  die Phase ist. Durch Einsetzen des obigen Separationsansatzes in Gleichung (5.62) können wir ein gekoppeltes Differentialgleichungssystem herleiten, das die Veränderungen in  $U$  und  $\phi$  mit zunehmender Übertragungsstrecke  $z$  beschreibt. Es gilt zunächst für die örtliche Ableitung des Feldhüllkurve

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \left[ \frac{\partial U}{\partial z} + j \frac{\partial \phi}{\partial z} U \right] \cdot e^{j\phi}. \quad (5.64)$$

In Analogie erhalten wir für die zeitliche Ableitung

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \left[ \frac{\partial U}{\partial t} + j \frac{\partial \phi}{\partial t} U \right] \cdot e^{j\phi}. \quad (5.65)$$

Nochmaliges Differenzieren der letzten Gleichung nach der Zeit ergibt

$$\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = \left[ \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} + 2j \frac{\partial \phi}{\partial t} \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} U - \left( \frac{\partial \phi}{\partial t} \right)^2 U \right] \cdot e^{j\phi}. \quad (5.66)$$

Durch Einsetzen der Gleichungen (5.64) und (5.66) in (5.62) erhalten wir eine komplexe Differentialgleichung, die nach Real- und Imaginärteil separiert nachstehendes, gekoppeltes Differentialgleichungssystem ergibt

$$\begin{cases} \frac{\partial U}{\partial z} = -\beta_2 \left[ \frac{\partial \phi}{\partial t} \cdot \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \cdot U \right] \\ \frac{\partial \phi}{\partial z} = +\frac{\beta_2}{2} \left[ \frac{1}{U} \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} - \left( \frac{\partial \phi}{\partial t} \right)^2 \right] \end{cases} \quad (5.67)$$

Wir führen nun die eigentliche Perturbationsanalyse durch. Hierzu vereinfachen wir die mathematische Behandlung zunächst durch Vernachlässigung des Quadrats der zeitlichen Ableitung der Phase in der zweiten Differentialgleichung. Desweiteren nehmen wir an, daß die Dispersion in einem ersten Schritt ausschließlich die Phase  $\phi$  des Pulses beeinflusse, während die Amplitude  $U(z, t)$  unverändert bleibe. Auf den rechten Gleichungsseiten des Systems (5.67) wird dann die Hüllkurve eine ortsunabhängige Zeitfunktion

$$U(z, t) \longrightarrow U(z = 0, t), \quad (5.68)$$

so daß die Differentialgleichung der Phase durch Ortsintegration die einfache Lösung

$$\phi(L, t) = \int_{z'=0}^{z'=z} \frac{\partial \phi}{\partial z'} dz' = \frac{\beta_2}{2} \frac{1}{U(0, t)} \cdot \frac{\partial^2 U(0, t)}{\partial t^2} \cdot z \quad (5.69)$$

annimmt. Hierbei haben wir die Betrachtung eines eingangs ungechirpten Pulses vorausgesetzt und mithin  $\phi(z = 0, t) = 0$  angenommen. Die so ermittelte Phasengleichung verwenden wir nun zur näherungsweisen Bestimmung der dispersiv-verformten Amplitude  $U(L, t)$  am Faserende  $z = L$ .

Da das genaue Verständnis dieser Analyse der linearen Glasfaser elementar für das Begreifen der Modellierung der nichtlinearen, dispersiven Glasfaser in späteren Kapiteln ist, zeigt Abbildung 5.11 nochmals zusammengefaßt die eigentliche Problemstellung und die Methodik der Perturbationslösung.

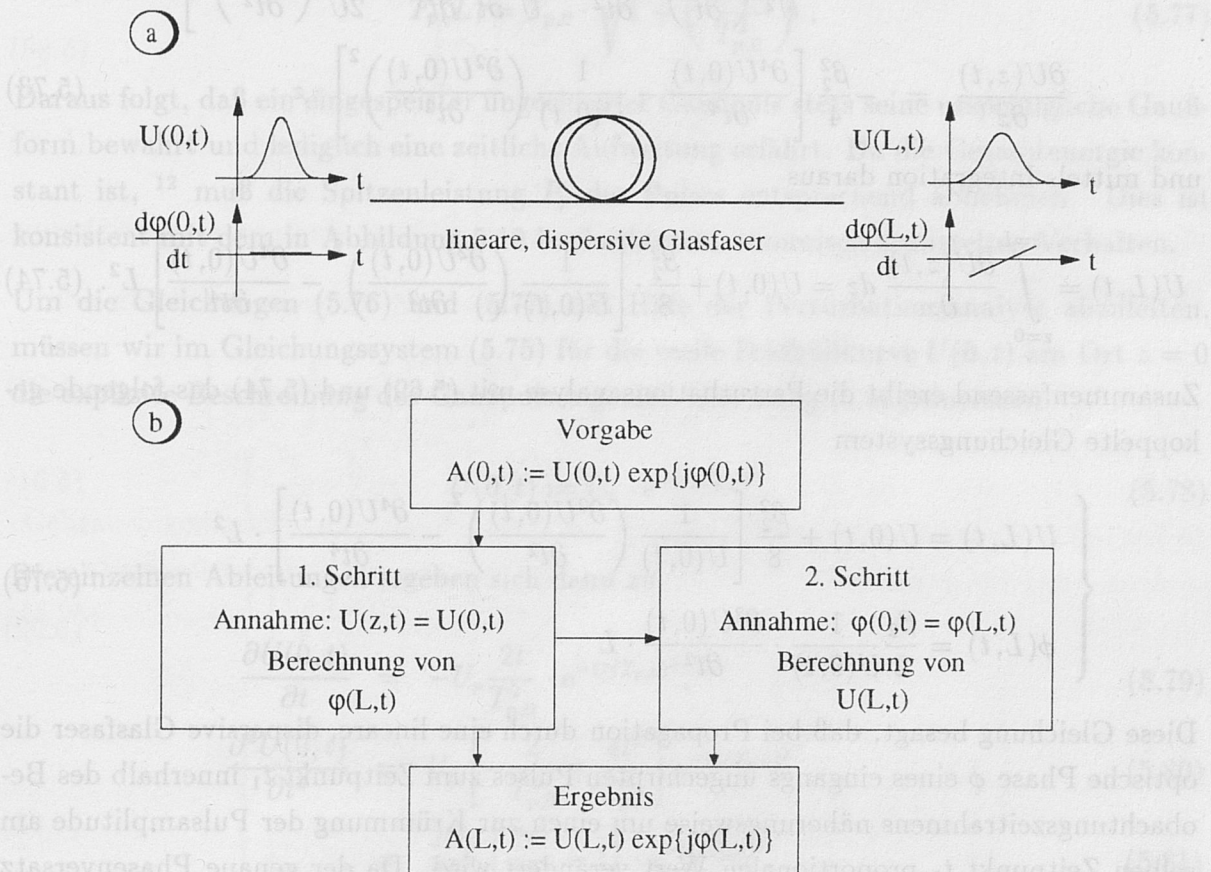


Abbildung 5.11: Modellierung der linearen Übertragungsstrecke bei ungechirpten Eingangssignalen: a) Problemstellung und b) Perturbationslösung

Mathematisch benötigen wir zur Berechnung der Feldamplitude  $U(L, t)$  nach (5.67) nun die erste und die zweite Ableitung der Phase  $\phi$  nach der Zeit, die sich mit (5.69) wie folgt ergeben

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{\beta_2}{2} \left[ \frac{1}{U} \frac{\partial^3 U}{\partial t^3} - \frac{1}{U^2} \cdot \frac{\partial U}{\partial t} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} \right] z \quad (5.70)$$

respektive



$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = \frac{\beta_2}{2} \left[ \frac{1}{U} \frac{\partial^4 U}{\partial t^4} + \frac{2}{U^3} \left( \frac{\partial U}{\partial t} \right)^2 \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} - \frac{2}{U^2} \frac{\partial U}{\partial t} \frac{\partial^3 U}{\partial t^3} - \frac{1}{U^2} \left( \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} \right)^2 \right] z, \quad (5.71)$$

wobei in den obigen Gleichungen nach (5.68)  $U = U(0, t)$  ist. Durch Substituieren dieser Beziehungen in Gleichung (5.67) erhalten wir

$$\begin{aligned} \frac{\partial U(z, t)}{\partial z} = & -\frac{\beta_2^2}{2} \left[ \frac{1}{U} \left( \frac{\partial U}{\partial t} \right) \frac{\partial^3 U}{\partial t^3} - \frac{1}{U^2} \cdot \left( \frac{\partial U}{\partial t} \right)^2 \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} + \frac{1}{2} \frac{\partial^4 U}{\partial t^4} \right. \\ & \left. - \frac{1}{U^2} \left( \frac{\partial U}{\partial t} \right)^2 \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} - \frac{1}{U} \frac{\partial U}{\partial t} \frac{\partial^3 U}{\partial t^3} - \frac{1}{2U} \left( \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} \right)^2 \right] \cdot z \end{aligned} \quad (5.72)$$

$$\frac{\partial U(z, t)}{\partial z} = -\frac{\beta_2^2}{4} \left[ \frac{\partial^4 U(0, t)}{\partial t^4} - \frac{1}{U(0, t)} \left( \frac{\partial^2 U(0, t)}{\partial t^2} \right)^2 \right] \cdot z \quad (5.73)$$

und mittels Integration daraus

$$U(L, t) = \int_{z=0}^{z=L} \frac{\partial U(z, t)}{\partial z} dz = U(0, t) + \frac{\beta_2^2}{8} \cdot \left[ \frac{1}{U(0, t)} \left( \frac{\partial^2 U(0, t)}{\partial t^2} \right)^2 - \frac{\partial^4 U(0, t)}{\partial t^4} \right] L^2. \quad (5.74)$$

Zusammenfassend ergibt die Perturbationsanalyse mit (5.69) und (5.74) das folgende gekoppelte Gleichungssystem

$$\begin{cases} U(L, t) = U(0, t) + \frac{\beta_2^2}{8} \left[ \frac{1}{U(0, t)} \left( \frac{\partial^2 U(0, t)}{\partial t^2} \right)^2 - \frac{\partial^4 U(0, t)}{\partial t^4} \right] \cdot L^2 \\ \phi(L, t) = \frac{\beta_2}{2} \frac{1}{U(0, t)} \cdot \frac{\partial^2 U(0, t)}{\partial t^2} \cdot L \end{cases} \quad (5.75)$$

Diese Gleichung besagt, daß bei Propagation durch eine lineare, dispersive Glasfaser die optische Phase  $\phi$  eines eingangs ungechirpten Pulses zum Zeitpunkt  $t_1$  innerhalb des Beobachtungszeitrahmens näherungsweise um einen zur Krümmung der Pulsamplitude am selben Zeitpunkt  $t_1$  proportionalen Wert verändert wird. Da der genaue Phasenversatz jedoch zusätzlich invers von der Pulsamplitude abhängig ist, liefert die Betrachtung in dieser geschlossenen Form keinen unmittelbaren physikalischen Einblick in das Propagationsverhalten. Ziel des nachfolgenden Kapitels ist es daher, eine explizite Formulierung obenstehender Gleichungen in Abhängigkeit der spezifischen Pulsform abzuleiten.

#### 5.4.1.1 Propagation von Gaußpulsen

Die Ausbreitung von Gaußpulsen in linearen, dispersiven Glasfasern wurde intensiv in der Literatur untersucht. Ein analytischer Ausdruck für den Ausgangspuls bei Übertragung eines ungechirpten Gaußpulses wurde unter anderem von Marcuse veröffentlicht

[29]. Hiernach gilt für die optische Leistung  $P$  am Ort  $z = L$  der Faser exakt

$$P(L, t) = \frac{P_p}{\sqrt{1 + \left(\frac{2\beta_2 L}{T_{p,0}^2}\right)^2}} \cdot \exp\left\{\frac{-2 \cdot t^2}{T_p^2(L)}\right\}. \quad (5.76)$$

Die Pulsbreite  $T_p$  am Ort  $L$  ergibt sich hierbei wie folgt aus der Breite des Eingangspulses  $T_{p,0}$

$$T_p(L) = T_{p,0} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{2\beta_2 L}{T_{p,0}^2}\right)^2}. \quad (5.77)$$

Daraus folgt, daß ein eingespeister ungechirpter Gaußpuls stets seine ursprüngliche Gaußform bewahrt und lediglich eine zeitliche Aufweitung erfährt. Da die Gesamtenergie konstant ist,<sup>12</sup> muß die Spitzenleistung  $P_p$  des Pulses entsprechend abnehmen. Dies ist konsistent mit dem in Abbildung 5.10 beobachteten, numerisch ermittelten Verhalten.

Um die Gleichungen (5.76) und (5.77) mit Hilfe der Perturbationsanalyse abzuleiten, müssen wir im Gleichungssystem (5.75) für die reelle Feldhüllkurve  $U(0, t)$  am Ort  $z = 0$  die explizite Beschreibung des Gaußpulses gemäß Gleichung (5.58) einsetzen

$$U(0, t) := U_p \cdot e^{-(t/T_{p,0})^2}. \quad (5.78)$$

Die einzelnen Ableitungen ergeben sich dann zu

$$\frac{\partial U(0, t)}{\partial t} = -U_p \frac{2t}{T_{p,0}^2} \cdot e^{-(t/T_{p,0})^2}, \quad (5.79)$$

$$\frac{\partial^2 U(0, t)}{\partial t^2} = U_p \left[ -\frac{2}{T_{p,0}^2} + \frac{4t^2}{T_{p,0}^4} \right] e^{-(t/T_{p,0})^2} \quad (5.80)$$

$$= \frac{2U_p}{T_{p,0}^2} \left[ \frac{2t^2}{T_{p,0}^2} - 1 \right] \cdot e^{-(t/T_{p,0})^2}, \quad (5.81)$$

$$\frac{\partial^3 U(0, t)}{\partial t^3} = U_p \left[ \frac{4t}{T_{p,0}^4} + \frac{8t}{T_{p,0}^4} - \frac{8t^3}{T_{p,0}^6} \right] \cdot e^{-(t/T_{p,0})^2} \quad (5.82)$$

$$= U_p \left[ \frac{12t}{T_{p,0}^4} - \frac{8t^3}{T_{p,0}^6} \right] \cdot e^{-(t/T_{p,0})^2}, \quad (5.83)$$

$$\frac{\partial^4 U(0, t)}{\partial t^4} = U_p \left[ \frac{12t}{T_{p,0}^4} - \frac{24t^2}{T_{p,0}^6} - \frac{24t^2}{T_{p,0}^6} + \frac{16t^4}{T_{p,0}^8} \right] \cdot e^{-(t/T_{p,0})^2} \quad (5.84)$$

$$= U_p \left[ \frac{12t}{T_{p,0}^4} - \frac{48t^2}{T_{p,0}^6} + \frac{16t^4}{T_{p,0}^8} \right] \cdot e^{-(t/T_{p,0})^2}. \quad (5.85)$$

<sup>12</sup>die Faserdämpfung wurde auch in dieser Analyse nicht berücksichtigt



Daraus erhalten wir desweiteren

$$\frac{1}{U(0,t)} \left( \frac{\partial^2 U(0,t)}{\partial t^2} \right)^2 = \frac{4U_p}{T_{p,0}^4} \left[ 3 - \frac{12t^2}{T_{p,0}^2} + \frac{4t^4}{T_{p,0}^4} \right] \cdot e^{-(t/T_{p,0})^2}. \quad (5.86)$$

Durch Einsetzen der Gleichungen (5.78), (5.81) und (5.85) in (5.74) kann die Amplitudengleichung dann wie folgt umgeschrieben werden

$$U(L,t) = U_p \cdot e^{-(t/T_{p,0})^2} \left\{ 1 + \frac{\beta_2^2}{8} \frac{4}{T_{p,0}^4} \left[ \frac{4t^4}{T_{p,0}^4} - \frac{4t^4}{T_{p,0}^2} + 1 - 3 + \frac{12t^2}{T_{p,0}^2} - \frac{4t^4}{T_{p,0}^4} \right] L^2 \right\} \quad (5.87)$$

$$= U_p \cdot e^{-(t/T_{p,0})^2} \left\{ 1 + \frac{\beta_2^2}{2T_{p,0}^4} \left[ -2 + \frac{8t^2}{T_{p,0}^2} \right] L^2 \right\} \quad (5.88)$$

$$= U_p \cdot e^{-(t/T_{p,0})^2} \left\{ 1 - \frac{\beta_2^2}{T_{p,0}^4} \left[ 1 - \frac{4t^2}{T_{p,0}^2} \right] L^2 \right\}. \quad (5.89)$$

Um diese Gleichung in die exakte Lösung (5.76) zu überführen, sind nun einige Näherungen notwendig:

$$U(L,t) \approx U_p \left[ 1 - \left( \frac{\beta_2 L}{T_{p,0}^2} \right)^2 \right] \left[ 1 + \frac{4\beta_2^2 L^2 t^2}{T_{p,0}^6} \right] \cdot \exp \left\{ -\frac{t^2}{T_{p,0}^2} \right\} \quad (5.90)$$

$$\approx \frac{U_p}{1 + \left( \frac{\beta_2 L}{T_{p,0}^2} \right)^2} \cdot \exp \left\{ \frac{4\beta_2^2 L^2 t^2}{T_{p,0}^6} \right\} \cdot \exp \left\{ -\frac{t^2}{T_{p,0}^2} \right\} \quad (5.91)$$

$$\approx \frac{U_p}{1 + \left( \frac{\beta_2 L}{T_{p,0}^2} \right)^2} \cdot \exp \left\{ -\frac{t^2}{T_{p,0}^2} \left[ 1 - \left( \frac{2\beta_2 L}{T_{p,0}^2} \right)^2 \right] \right\} \quad (5.92)$$

$$U \approx \frac{U_p}{1 + \left( \frac{\beta_2 L}{T_{p,0}^2} \right)^2} \cdot \exp \left\{ -\frac{t^2}{T_{p,0}^2 \left[ 1 + \left( \frac{2\beta_2 L}{T_{p,0}^2} \right)^2 \right]} \right\}. \quad (5.93)$$

Sämtliche durchgeführte Näherungen gelten unter der Bedingung, daß der *normierte Dispersionsfaktor*  $D_{\text{norm}}$  nachstehende Ungleichung erfüllt

$$|D_{\text{norm}}| := \left| \frac{2\beta_2 L}{T_{p,0}^2} \right| \stackrel{!}{\ll} 1, \quad (5.94)$$

woraus die bei obigen Umformungen genutzte Näherung  $1 - x \approx (1 + x)^{-1}$  folgt. Für einen maximalen Dispersionswert von  $D_\lambda = \pm 16$  ps/(km·nm), entsprechend nach Gleichung (5.26)  $\beta_2 = \mp 20^2$  ps<sup>2</sup>/(km) und  $T_{p,0} \approx 200$  ps, ist Bedingung (5.94) äquivalent

zur Forderung  $z \ll 3000$  km. Bei Glasfasern geringerer Dispersion erhöht sich die obere Längengrenze entsprechend linear mit Abnahme der Dispersion.

Für das zur optischen Leistung proportionale, (Kurzzeit-)gemittelte Quadrat der Pulsamplitude ergibt sich dann mit (5.93) folgender Ausdruck

$$U^2(L, t) \approx \frac{U_p^2}{1 + \left( \frac{\sqrt{2}\beta_2 L}{T_{p,0}^2} \right)^2} \cdot \exp \left\{ -\frac{2t^2}{T_{p,0}^2 \left[ 1 + \left( \frac{2\beta_2 L}{T_{p,0}^2} \right)^2 \right]} \right\} \quad (5.95)$$

$$\approx \frac{U_p^2}{1 + \frac{1}{2} \left( \frac{2\beta_2 L}{T_{p,0}^2} \right)^2} \cdot \exp \left\{ -\frac{2t^2}{T_{p,0}^2 \left[ 1 + \left( \frac{2\beta_2 L}{T_{p,0}^2} \right)^2 \right]} \right\}, \quad (5.96)$$

wobei zur Berechnung des Nenners von der Näherung

$$1 + 2 \left( \frac{\beta_2 L}{T_{p,0}^2} \right)^2 + \left( \frac{\beta_2 L}{T_{p,0}^2} \right)^4 \approx 1 + \left( \sqrt{2} \frac{\beta_2 L}{T_{p,0}^2} \right)^2 \quad (5.97)$$

Gebrauch gemacht wurde, die ebenfalls bei Gültigkeit von (5.94) zulässig ist. Führen wir nun abschließend die Näherung  $\sqrt{1+x} \approx 1+x/2$  durch, so erhalten wir aus Gleichung (5.96)

$$U^2(L, t) \approx \frac{U_p^2}{1 + \frac{1}{2} \left( \frac{2\beta_2 L}{T_{p,0}^2} \right)^2} \cdot \exp \left\{ -\frac{2 \cdot t^2}{T_{p,0}^2 \left[ 1 + \left( \frac{2\beta_2 L}{T_{p,0}^2} \right)^2 \right]} \right\} \quad (5.98)$$

und durch Ersetzen der Definitionsgleichung (5.94) schließlich

$$U^2(L, t) \approx \frac{U_p^2}{\sqrt{1 + D_{\text{norm}}^2}} \cdot \exp \left\{ -\frac{2 \cdot t^2}{T_{p,0}^2 [1 + D_{\text{norm}}^2]} \right\}. \quad (5.99)$$

Nun gilt nach (2.26) die Proportionalität  $P(z, t) \propto U(z, t)^2$ . Mithin gleicht die Perturbationslösung (5.99) der exakten Lösung nach (5.76) und (5.77). Die hieraus analytisch berechnete dispersive Deformierung eines eingangs ungechirpten Gaußpulses ist für einen exemplarischen Parametersatz in Abbildung 5.12a aufgetragen. Deutlich zu erkennen ist die beschriebene zeitliche Aufweitung der Pulsbreite  $T_p$ .



Die spätere Betrachtung von Supergaußpulsen wird sich jedoch nicht auf die Verzerrung der Pulsamplitude sondern vielmehr auf die Analyse des durch Dispersion hervorgerufenen Chirps konzentrieren.<sup>13</sup> Um diesen *Dispersionschirp* zu berechnen, müssen wir die explizite Formulierung der reellen Pulsamplitude  $U(0, t)$  als Wurzel des Ergebnisses von Gleichung (5.99) in die Phasengleichung (5.69) einsetzen. Für die optische Phase am Ort  $z = L$  erhalten wir damit näherungsweise

$$\phi(L, t) \approx \frac{\beta_2}{T^2 \left[ 1 + \left( \frac{2\beta_2 z}{T^2} \right)^2 \right]} \cdot \left\{ \frac{2t^2}{T^2 \left[ 1 + \left( \frac{2\beta_2 z}{T^2} \right)^2 \right]} - 1 \right\}. \quad (5.100)$$

In Abbildung 5.12b ist der nach Gleichung (5.100) berechnete Phasenversatz  $\phi(L, t)$  für den betrachteten exemplarischen Fall dargestellt. Durch Bestimmung der zeitlichen Ableitung dieses Phasenversatzes erhalten wir den Dispersionschirp  $\Delta\omega_{\text{dis}}$ ,

$$\Delta\omega_{\text{dis}}(z, t) := \frac{\partial\phi(0, t)}{\partial t}, \quad (5.101)$$

der in Abbildung 5.12c eingezeichnet ist. Wie ersichtlich, ergibt sich im Falle des Gaußpulses ein über die gesamte Pulsbreite mit der Zeit *linear* ansteigender Chirp. An der führenden Pulsflanke zeigt sich eine Rotverschiebung, wohingegen sich an der nachfolgenden Flanke eine Blauverschiebung einstellt, so daß ein positiver Chirp vorliegt. Diese zeitliche Anordnung der Frequenzen wird verständlich, wenn wir uns erinnern, daß in *normal*-dispersiven Glasfasern ( $\beta_2 > 0$  bzw.  $D_\lambda < 0$ ) Spektralkomponenten geringerer Frequenz eine höhere Ausbreitungsgeschwindigkeit aufweisen als höherfrequente Anteile.

Aus dieser analytischen Diskussion wird jedoch deutlich, daß beim einfachen Gaußpuls *keine* Kompression beobachtet werden kann, da die gebildeten Dispersionschirpanteile lediglich zu einer Pulsaufweitung führen (siehe Pfeile in Abbildung 5.12c). Wir wollen daher nun die Untersuchung auf Supergaußpulse erweitern.

#### 5.4.1.2 Propagation nicht-gaußförmiger Signalepulse

Verwenden wir anstelle von Gleichung (5.58) den Ausdruck (5.59), so erhalten wir in einem völlig analogen Rechengang die Pulsamplitude und -phase für den Supergauß der Ordnung  $m$ . Nach (5.59) folgt zunächst für die eingespeiste reelle Amplitude

$$U(0, t) := U_p \exp \left\{ - \left( \frac{t}{T_{p,0}} \right)^{2m} \right\}. \quad (5.102)$$

<sup>13</sup>siehe hierzu auch Ausführungen in Kapitel 2.3.1.1

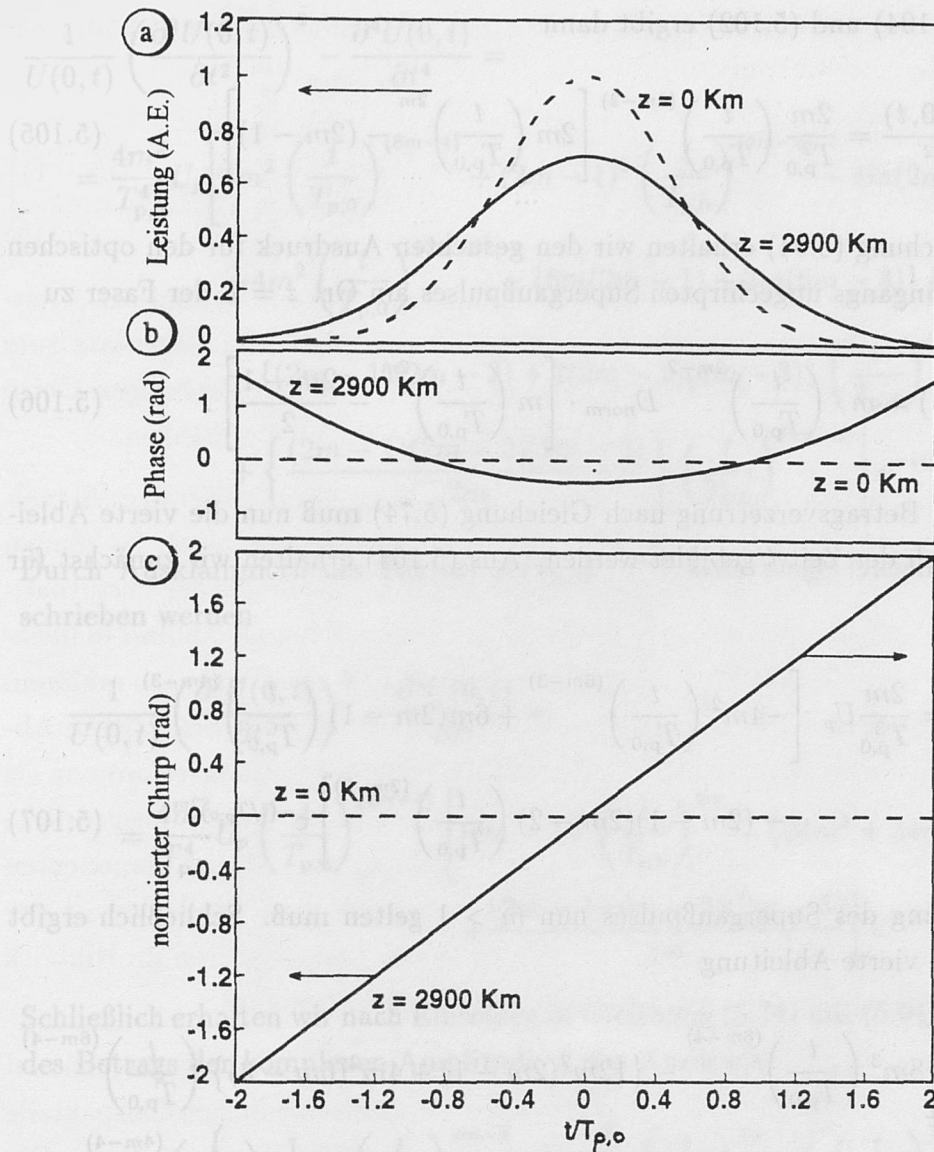


Abbildung 5.12: a) Amplitude eines Gaußpulses für  $z = 0$  und  $z \approx 2900$  km, b) entsprechende Phase  $\phi$  und c) entsprechender dispersionsinduzierter Chirp (Parameter:  $D_{\text{norm}} = +1$ , berechnet aus exakter Lösung)

Mithin erhalten wir für die erste Ableitung nach der Zeit

$$\frac{\partial U(0, t)}{\partial t} = -\frac{2m}{T_{p,0}} U_p \left( \frac{t}{T_{p,0}} \right)^{(2m-1)} e^{-(t/T_{p,0})^{2m}} \quad (5.103)$$

und daraus für die zweite zeitliche Ableitung

$$\frac{\partial^2 U(0, t)}{\partial t^2} = \frac{2m}{T_{p,0}^2} U_p \left[ 2m \left( \frac{t}{T_{p,0}} \right)^{(4m-2)} - (2m-1) \left( \frac{t}{T_{p,0}} \right)^{(2m-2)} \right] e^{-(t/T_{p,0})^{2m}}. \quad (5.104)$$



Die Division von (5.104) und (5.102) ergibt dann

$$\frac{1}{U(0,t)} \frac{\partial^2 U(0,t)}{\partial t^2} = \frac{2m}{T_{p,0}^2} \left( \frac{t}{T_{p,0}} \right)^{(2m-2)} \left[ 2m \left( \frac{t}{T_{p,0}} \right)^{2m} - (2m-1) \right]. \quad (5.105)$$

Mit (5.69) und Gleichung (5.94) erhalten wir den gesuchten Ausdruck für den optischen Phasenversatz des eingangs ungechirpten Supergaußpulses am Ort  $z = L$  der Faser zu

$$\phi(L,t) = m \cdot \left( \frac{t}{T_{p,0}} \right)^{2m-2} D_{\text{norm}} \cdot \left[ m \left( \frac{t}{T_{p,0}} \right)^{2m} - \frac{2m-1}{2} \right]. \quad (5.106)$$

Zur Berechnung der Betragsverzerrung nach Gleichung (5.74) muß nun die vierte Ableitung von  $U(0,t)$  nach der Zeit  $t$  gebildet werden. Aus (5.104) erhalten wir zunächst für die dritte Ableitung

$$\begin{aligned} \frac{\partial^3 U(0,t)}{\partial t^3} = \frac{2m}{T_{p,0}^3} U_p \left[ -4m^2 \left( \frac{t}{T_{p,0}} \right)^{(6m-3)} + 6m(2m-1) \left( \frac{t}{T_{p,0}} \right)^{(4m-3)} \right. \\ \left. - (2m-1)(2m-2) \left( \frac{t}{T_{p,0}} \right)^{(2m-3)} \right] e^{-(t/T_{p,0})^{2m}} \end{aligned} \quad (5.107)$$

wobei für die Ordnung des Supergaußpulses nun  $m > 1$  gelten muß. Schließlich ergibt sich für die gesuchte vierte Ableitung

$$\begin{aligned} \frac{\partial^4 U(0,t)}{\partial t^4} = \frac{2m}{T_{p,0}^4} U_p \left[ 8m^3 \left( \frac{t}{T_{p,0}} \right)^{(8m-4)} - \{12m^2(2m-1) + 4m^2(6m-3)\} \left( \frac{t}{T_{p,0}} \right)^{(6m-4)} \right. \\ \left. + \{2m(2m-1)(2m-2) + 6m(2m-1)(4m-3)\} \left( \frac{t}{T_{p,0}} \right)^{(4m-4)} \right. \\ \left. - (2m-1)(2m-2)(2m-3) \left( \frac{t}{T_{p,0}} \right)^{(2m-4)} \right] e^{-(t/T_{p,0})^{2m}}. \end{aligned} \quad (5.108)$$

Desweiteren benötigen wir zur Bestimmung der veränderten Hüllkurve  $U(L,t)$  nachstehenden Ausdruck

$$\begin{aligned} \frac{1}{U(0,t)} \left( \frac{\partial^2 U(0,t)}{\partial t^2} \right)^2 = \frac{4m^2}{T_{p,0}^4} U_p \left[ 4m^2 \left( \frac{t}{T_{p,0}} \right)^{(8m-4)} + (2m-1)^2 \left( \frac{t}{T_{p,0}} \right)^{(4m-4)} \right. \\ \left. - 4m(2m-1) \left( \frac{t}{T_{p,0}} \right)^{(6m-4)} \right] e^{-(t/T_{p,0})^{2m}}. \end{aligned} \quad (5.109)$$

Subtrahieren der Gleichung (5.108) von (5.109) führt dann zu folgendem Ergebnis

$$\begin{aligned}
\frac{1}{U(0,t)} \left( \frac{\partial^2 U(0,t)}{\partial t^2} \right)^2 - \frac{\partial^4 U(0,t)}{\partial t^4} = \\
= \frac{4m^2}{T_{p,0}^4} U_p \left[ 4m^2 \left( \frac{t}{T_{p,0}} \right)^{(8m-4)} + (2m-1)^2 \left( \frac{t}{T_{p,0}} \right)^{(4m-4)} - 4m(2m-1) \left( \frac{t}{T_{p,0}} \right)^{(6m-4)} \right. \\
- 4m^2 \left( \frac{t}{T_{p,0}} \right)^{(8m-4)} + \{6m(2m-1) + 2m(6m-3)\} \left( \frac{t}{T_{p,0}} \right)^{(6m-4)} \\
- \{(2m-1)(2m-2) + 3(2m-1)(4m-3)\} \left( \frac{t}{T_{p,0}} \right)^{(4m-4)} \\
\left. + \left\{ \frac{(2m-1)(2m-2)(2m-3)}{2m} \right\} \left( \frac{t}{T_{p,0}} \right)^{(2m-4)} \right] e^{-(t/T_{p,0})^{2m}}. \quad (5.110)
\end{aligned}$$

Durch Ausklammern des Faktors  $(t/T_{p,0})^{(2m-4)}$  kann obige Gleichung wie folgt umgeschrieben werden

$$\begin{aligned}
\frac{1}{U(0,t)} \left( \frac{\partial^2 U(0,t)}{\partial t^2} \right)^2 - \frac{\partial^4 U(0,t)}{\partial t^4} = \\
= \frac{4m^2}{T_{p,0}^4} U_p \left( \frac{t}{T_{p,0}} \right)^{(2m-4)} \left[ (2m-1)^2 \left( \frac{t}{T_{p,0}} \right)^{4m} - \{24m^2 + 34m + 8\} \left( \frac{t}{T_{p,0}} \right)^{2m} \right. \\
\left. + \frac{(2m-1)(2m-2)(2m-3)}{2m} \right] e^{-(t/T_{p,0})^{2m}}. \quad (5.111)
\end{aligned}$$

Schließlich erhalten wir nach Einsetzen in Gleichung (5.74) mit (5.94) für die Veränderung des Betrags der komplexen Amplitude  $A$  den Ausdruck

$$U(L,t) = U_p \left\{ 1 + \frac{1}{2} m^4 \left( \frac{t}{T_{p,0}} \right)^{2m-4} D_{\text{norm}}^2 \left[ 4 \left( \frac{t}{T_{p,0}} \right)^{4m} - 6 \left( \frac{t}{T_{p,0}} \right)^{2m} + 1 \right] \right\} e^{-(t/T_{p,0})^{2m}}. \quad (5.112)$$

Die Gleichungen (5.112) und (5.69) bilden die Grundlage der nun folgenden Diskussion nicht-gaußförmiger Pulse in linearen, dispersiven Glasfasern.

Die Abbildungen 5.13a und b zeigen respektive die Veränderung der reellen Pulsamplitude  $U$  und der optischen Phase  $\phi$  für einen Supergauß der Ordnung  $m = 4$ , bei einem normierten Dispersionsparameter von  $D_{\text{norm}} = -25.5 \cdot 10^{-3}$ . Mit einer anomalen Dispersion von  $D_\lambda = +16$  ps/(km·nm) und einer initialen Pulsbreite von  $T_{p,0} = 190$  ps, gemäß einer Datenrate von  $B = 2.5$  Gbit/s im realen Übertragungssystem, entspricht der dargestellte Fall der Situation nach ungefähr 23.5 km Faserstrecke. Wie aus Abbildung 5.13a gut zu erkennen, hat sich in diesem Bereich die Pulsamplitude nur unwesentlich geändert, so daß die grundlegende Berechtigung der Perturbationslösung gegeben ist.



Zunächst berechnen wir den Dispersionschirp  $\Delta\omega_{\text{disp}}$ , der sich mit Gleichung (5.101) aus (5.69) mit (5.112) zu

$$\Delta\omega_{\text{dis}}(L, t) = m \cdot \left( \frac{t}{T_{p,0}} \right)^{2m-3} D_{\text{norm}} \cdot \frac{1}{T_{p,0}} \cdot \left[ 2m \cdot (2m-1) \cdot \left( \frac{t}{T_{p,0}} \right)^{2m} - (2m-1)(m-1) \right] \quad (5.113)$$

ergibt. Für dieselben Parameter wie oben, ist in Abbildung 5.13c der Verlauf des Kreisfrequenzchirp als Funktion der normierten Zeit  $(t/T_{p,0})$  aufgetragen. Im Gegensatz zum einfachen Gaußpuls führt die Dispersion nun zu einem *nichtlinear-zeitabhängigen* Chirp und es ergeben sich Rot- und Blauverschiebungen jeweils an beiden Pulsflanken.

Das angestrebte, physikalische Verständnis der Ausbreitung nicht-gaußförmiger Signale gewinnen wir nun durch Auswertung des aufgebauten Dispersionschirps: So können wir, in Konsistenz zu oben ausführlich erläuteter grundlegender Annahme der Perturbationsanalyse, die sich bei Propagation eines eingangs ungechirpten Supergaußpulses in linearen, dispersiven Glasfasern einstellende Amplitudenverzerrung in zwei Schritten erklären. Zunächst führt die chromatische Dispersion zur Bildung des Dispersionschirps (siehe Abbildung 5.13c). In einem zweiten Schritt interpretieren wir die Amplitudenverformung als eine dispersive Laufzeitstreuung des dispersions-induzierten Chirps. Anders ausgedrückt wirkt  $D_\lambda$  als eine Kraft, die zu einer relativen Verschiebung der  $\Delta\omega_{\text{dis}}$ -Komponenten relativ zueinander, innerhalb des Zeitrahmens führt. Obgleich diese Modellierung der Dispersion kompliziert erscheinen mag, erweist sie sich jedoch im besonderen im Hinblick auf die spätere Modellierung faseroptischer Nichtlinearitäten als geeignet.

In dem hier exemplarisch betrachteten anomalen Dispersionsbereich ( $D_\lambda > 0$ ) propagieren blaue Spektralanteile schneller als rote. Folglich werden die unterschiedlichen Chirpanteile wie in Abbildung 5.13c durch Pfeile dargestellt relativ zum Pulszentrum driften. Die tatsächliche Driftgeschwindigkeit ist vom Betrag des Chirps abhängig und qualitativ durch die Länge der Pfeile verdeutlicht. Es ergeben sich mehrere Schlußfolgerungen:

1. Die an den Pulsaußenseiten akkumulierten Chirpanteile (Nr. 1 in Abbildung 5.13c) werden durch Dispersion vom Pulszentrum entfernt, was sich in einer Aufweitung der Pulsbasis manifestiert. Berücksichtigt man, daß diese Komponenten am stärksten gechirpt werden, so ergibt sich daraus auch die größte Driftgeschwindigkeit. Verwenden wir zur Beschreibung der zeitlichen Pulsverformung nun die Standardabweichung  $\sigma_{t,\text{SMF}}$ , so folgt daraus ein mit fortschreitender Übertragungslänge  $z$  monoton anwachsendes  $\sigma_{t,\text{SMF}}$ . Dieses Verhalten gleicht qualitativ dem des einfachen Gaußpulses wurde in der Literatur eingehend untersucht. Im besonderen wurden hierzu Berechnungen von Agrawal durchgeführt, die an späterer Stelle vorgestellt werden.

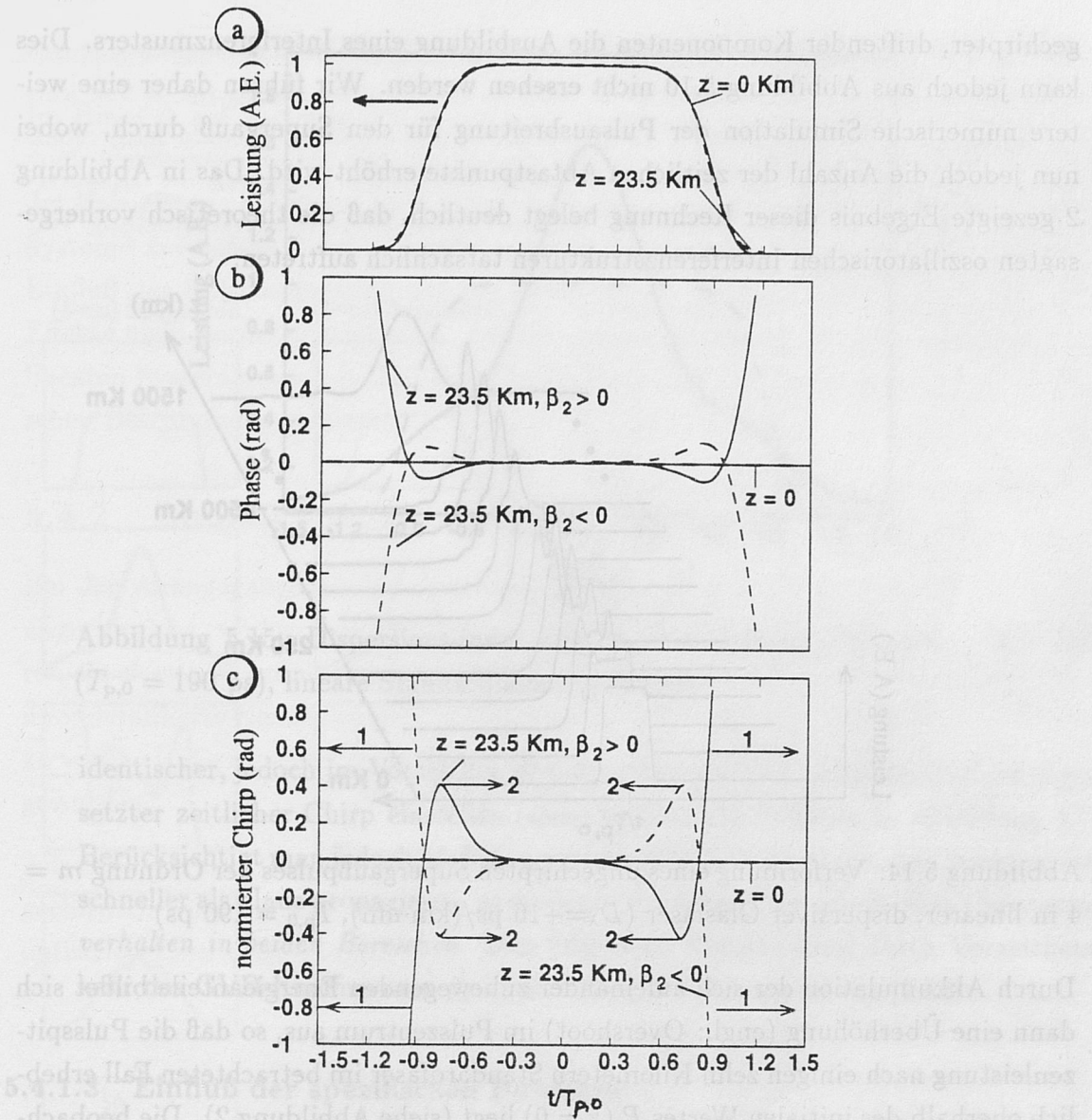


Abbildung 5.13: a) Amplitude  $U$  eines Supergaußpulses mit  $m=4$  bei  $z=0 \text{ km}$  und  $L \approx 23.5 \text{ km}$ , b) entsprechende Phasenverläufe  $\phi$  und c) entsprechender dispersions-induzierter Chirp (Parameter:  $D_\lambda = +16 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$ ,  $T_{p,0} = 190 \text{ ps}$ )

- Im Rahmen numerischer Dispersionsuntersuchung hatte Agrawal ferner das Erscheinen *nicht vorhersagbarer Strukturen* im zeitlichen Amplitudenverlauf von Supergaußpulsen festgestellt [30], die nun jedoch mit Hilfe der Perturbationsanalyse erläutert werden können: So führt der unmittelbar neben dem Pulszentrum lokalisierte Chirp (Nr. 2 in Abbildung 5.13c) zu einer Energiedrift in Richtung des Zentrums, was eine *Kompression* dieses Mittenbereiches zur Folge hat. Berücksichtigt man ferner, daß die einzelnen Komponenten sich *nicht* unabhängig voneinander überlagern, sondern zueinander kohärent sind, so erwarten wir aufgrund der Interferenz verschiedenartig



gechirpter, driftender Komponenten die Ausbildung eines Interferenzmusters. Dies kann jedoch aus Abbildung 5.10 nicht ersehen werden. Wir führen daher eine weitere numerische Simulation der Pulsausbreitung für den Supergauß durch, wobei nun jedoch die Anzahl der zeitlichen Abtastpunkte erhöht wird. Das in Abbildung 2 gezeigte Ergebnis dieser Rechnung belegt deutlich, daß die theoretisch vorhergesagten oszillatorischen Interferenzstrukturen tatsächlich auftreten.

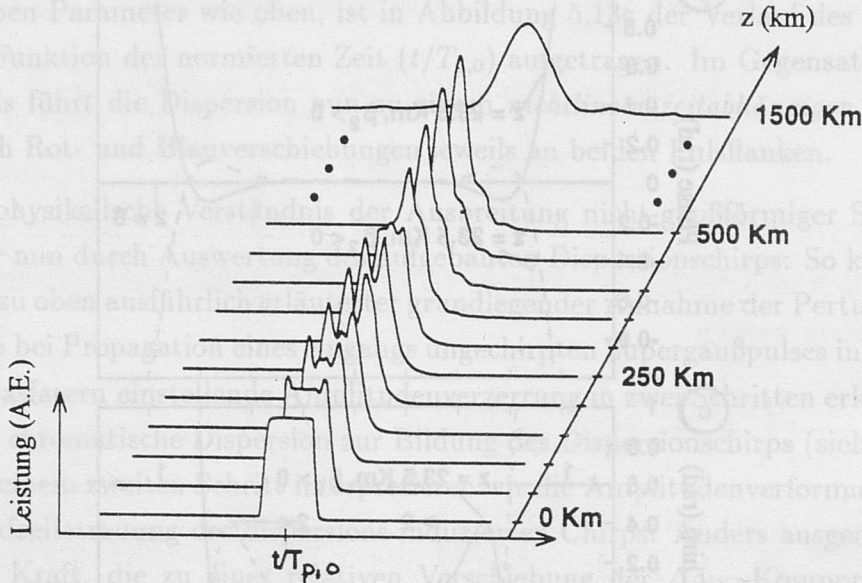


Abbildung 5.14: Verformung eines ungechirpten Supergaußpulses der Ordnung  $m = 4$  in linearer, dispersiver Glasfaser ( $D_\lambda = +16 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$ ,  $T_{p,0} = 190 \text{ ps}$ )

Durch Akkumulation der sich aufeinander zubewegenden Energieanteile bildet sich dann eine Überhöhung (engl.: Overshoot) im Pulszentrum aus, so daß die Pulsspitzenleistung nach einigen zehn Kilometern Standardfaser im betrachteten Fall erheblich oberhalb des initialen Wertes  $P_p(z = 0)$  liegt (siehe Abbildung 2). Die beobachtete Pulskompression im Mittenbereich kann bereits in rein linearen Übertragungssystemen die Systemperformance verbessern, da die resultierende Pulsüberhöhung einer Reduktion des Augendiagrammes durch Bandbreitenbegrenzung entgegenwirken kann.<sup>14</sup>

3. Da in der linearen Glasfaser keine stabilisierenden Mechanismen wirken, ist die sich einstellende Pulskompression jedoch lediglich ein *transienter Prozeß*, so daß es schließlich auch zu einem zeitlichen Zerfließen der Energie im Mittenbereich des Pulses kommt.
4. Da der Chirp nach Gleichung (5.113) vom Vorzeichen der Dispersion  $D_\lambda$  abhängig ist, wird sich bei Propagation im normalen Dispersionsbereich ein betragsmäßig

<sup>14</sup>siehe hierzu auch Kapitel 3.4.1

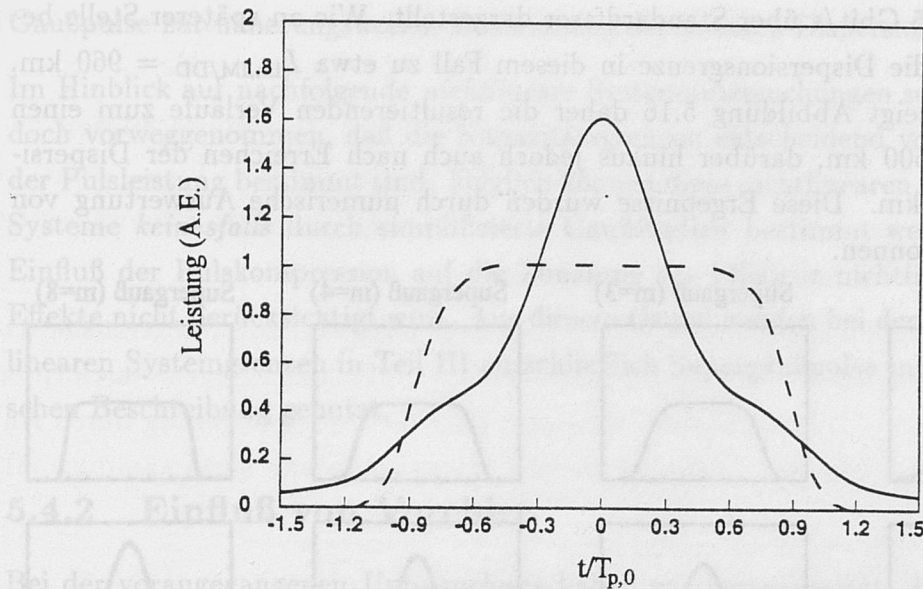


Abbildung 5.15: Dispersions-induzierte Pulsüberhöhung (Parameter: 2.5 Gbit/s ( $T_{p,0} = 190$  ps), lineare Standardfaser,  $z=500$  km)

identischer, jedoch im Vorzeichen dem hier betrachteten anomalen Fall entgegengesetzter zeitlicher Chirp einstellen (siehe gestrichelte Verläufe in Abbildung 5.13c). Berücksichtigt man jedoch, daß im normalen Dispersionsbereich rote Spektralanteile schneller als blaue propagieren, so erwarten wir effektiv ein *identisches Propagationsverhalten in beiden Bereichen*. Dies folgt auch formal trivial durch Vorzeichenumkehr des GVD-Koeffizienten  $\beta_2$  in der linearen Wellengleichung (5.62).

#### 5.4.1.3 Einfluß der spezifischen Pulsform

Aus den Berechnungen und der Diskussion des letzten Kapitels wurde deutlich, daß die spezifische Pulsform, mathematisch beschrieben durch die Ordnung  $m$  des Supergauß, von entscheidender Bedeutung für die Ausbreitung der Signale ist. Mithin ergibt sich die Frage nach der Zulässigkeit bzw. der Relevanz der in der Literatur vorgestellten analytischen Berechnungen der linearen Dispersionsgrenzen, da diese nahezu ausnahmslos auf der Betrachtung einfacher Gaußpulse ( $m = 1$ ) basieren. Im besonderen ist hierbei ferner zu berücksichtigen, daß die mit Hilfe von Gaußpulsen abgeleiteten Ergebnisse in erster Näherung die realen Dispersionsgrenzen von NRZ-Systemen gut beschreiben.

Zur Klärung dieser Frage, führten wir eine intensive Studie der Ausbreitung unterschiedlicher Signalepulse in linearen, dispersiven Glasfasern durch. In Abbildung 5.16 sind die Pulsform und der dispersions-induzierte Chirp für den einfachen Gauß- sowie für drei Supergaußpulse der Ordnungen  $m = 3, 4, 8$  für eine exemplarische Datenübertragung



entsprechend  $B = 2.5 \text{ Gbit/s}$  über Standardfaser dargestellt. Wie an späterer Stelle berechnet, ergibt sich die Dispersionsgrenze in diesem Fall zu etwa  $L_{\text{lin,IM/DD}} = 960 \text{ km}$ . Zweckmäßigerweise zeigt Abbildung 5.16 daher die resultierenden Verläufe zum einen für eine Länge von 500 km, darüber hinaus jedoch auch nach Erreichen der Dispersionsgrenze, bei 1000 km. Diese Ergebnisse wurden durch numerische Auswertung von Gleichung (5.62) gewonnen.

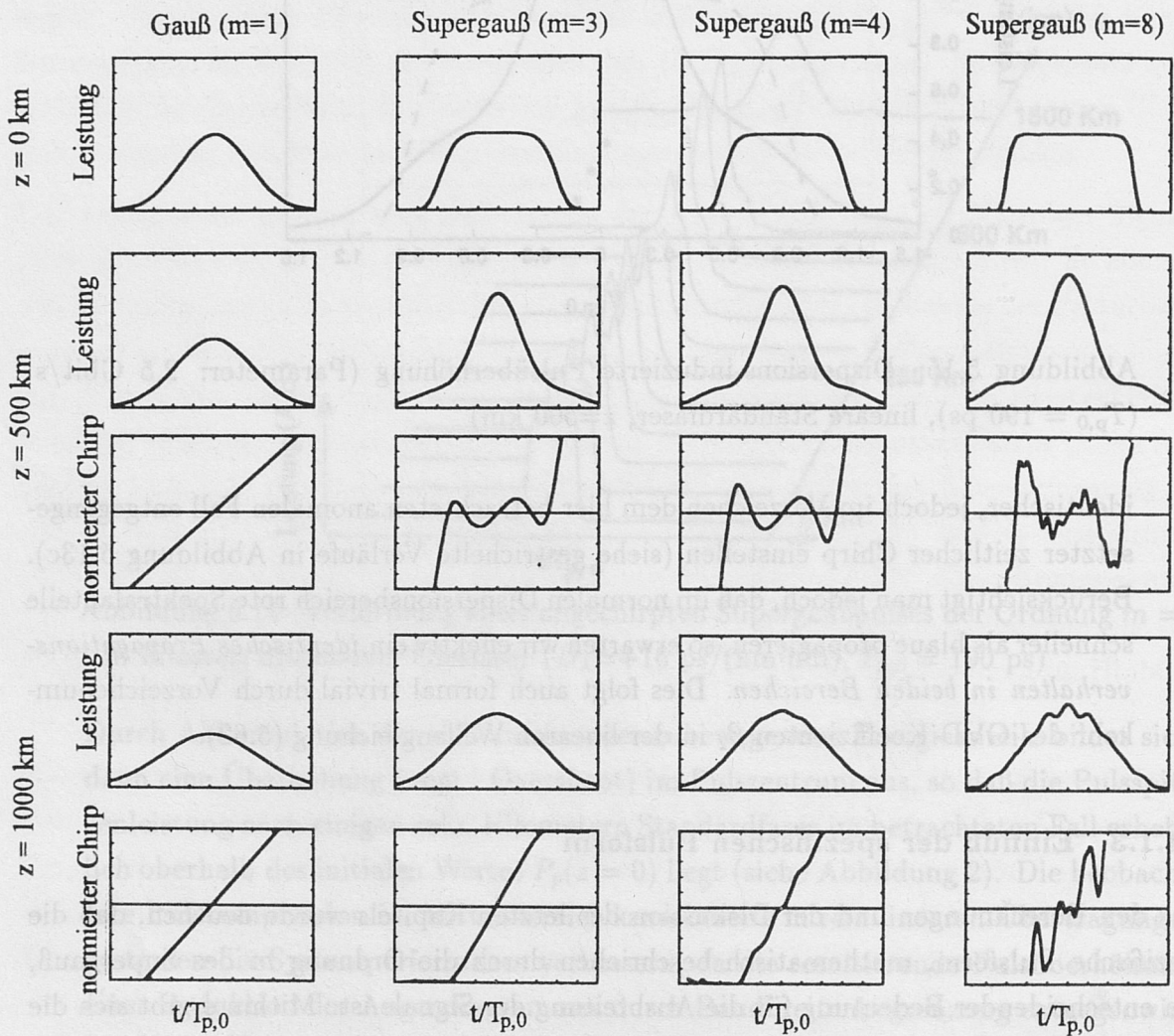


Abbildung 5.16: Einfluß der spezifischen Pulsform auf dispersions-induzierte Amplituden- und Chirpveränderungen (Parameter: 2.5 Gbit/s, Standardfaserübertragung)

Wie zu erkennen, weichen zwar zunächst bei Übertragung sowohl die Amplituden- als auch die Chirpverläufe der einzelnen Pulse erheblich voneinander ab; bei Annäherung und Erreichen der Dispersionsgrenze ergibt sich jedoch für sämtliche Pulse ein sehr ähnlicher, nahezu gaußförmiger Verlauf. Im besonderen gleicht sich auch der eingangs generierte zeitlich-nichtlineare Chirpverlauf der Supergaußpulse mit  $m > 1$  der linearen Abhängigkeit des einfachen Gaußpuls an. Dies bestätigt die Zulässigkeit der Annahme einfacher

Gaußpulse zur näherungsweisen Bestimmung der linearen Dispersionsgrenzen.

Im Hinblick auf nachfolgende *nichtlineare* Systemuntersuchungen sei an dieser Stelle jedoch vorweggenommen, daß die Kapazitätsgrenzen entscheidend vom zeitlichen Verlauf der Pulsleistung bestimmt sind. Folglich können diese nichtlinearen Grenzen realer NRZ-Systeme *keinesfalls* durch simplifizierte Gaußstudien bestimmt werden, da hierbei der Einfluß der Pulskompression auf die Zunahme der Effizienz nichtlinearer faseroptischer Effekte nicht berücksichtigt wird. Aus diesem Grund werden bei der Eruiierung der nichtlinearen Systemgrenzen in Teil III ausschließlich Supergaußpulse mit  $m > 1$  zur analytischen Beschreibung genutzt.

### 5.4.2 Einfluß von Vorchirp

Bei der vorangegangenen Untersuchung haben wir vorausgesetzt, daß der Eingangspuls ungechirpt ist, wodurch die Betrachtungen an Allgemeinheit verloren haben. Im besonderen für das Verständnis der faseroptischen Nichtlinearitäten ist es jedoch unumgänglich, über detaillierte Kenntnisse der Ausbreitung vorgechirpter Pulse in dispersiven Glasfasern zu verfügen. Der nachfolgende Abschnitt ist der Vermittlung dieses elementaren Wissens gewidmet.

Aus didaktischen Gründen wollen wir uns auf die Betrachtung eines quellseitig *linear*-gechirpten Eingangspulses beschränken. In diesem Fall kann der Kreisfrequenzchirp des optischen Laserausgangssignals wie folgt formuliert werden

$$\Delta\omega_L = \frac{\partial\varphi_L}{\partial t} := \frac{C_L}{T_{p,0}^2} \cdot t, \quad (5.114)$$

wobei  $C_L$  der in Kapitel 2.3.1.1 eingeführte *Quellchirpparameter* ist. Mithin ergibt sich für  $C_L > 0$  ein positiver und für  $C_L < 0$  ein negativer Chirp. In Erweiterung von Gleichung (5.58) ergibt sich durch Integration von Gleichung (5.114) nachstehende mathematische Beschreibung für die komplexe Hüllkurve  $A_{\text{gauss,ch}}$  des linear-verchirpten Gaußpulses

$$A(0, t)_{\text{gauss,ch}} := A_p \cdot \exp \left\{ - (1 - jC_L) \left( \frac{t}{T_{p,0}} \right)^2 \right\}. \quad (5.115)$$

Durch Fouriertransformation erhalten wir daraus

$$A(0, \omega)_{\text{gauss,ch}} = A_p \cdot \left( \frac{2\pi T_{p,0}^2}{1 - jC_L} \right)^{1/2} \exp \left\{ - \frac{\omega^2 T_{p,0}^2}{1 - jC_L} \right\}. \quad (5.116)$$

Hiernach ergibt sich die spektrale Halbwertsbreite  $\Delta\omega_{1/e,\text{gauss,ch}}$  am 1/e-Punkt zu



$$\Delta\omega_{1/e,\text{gauss},\text{chirped}} = \frac{\sqrt{1 + C_L^2}}{T_{p,0}^2}. \quad (5.117)$$

Ein Vergleich mit (2.13) verdeutlicht, daß sich Gleichung (5.117) im ungechirpten Fall ( $C_L = 0$ ) zur charakteristischen Gleichung des transformationsbegrenzten Pulses reduziert und bei linearem Chirp die spektrale Breite des Quellenausgangssignals näherungsweise um den Faktor  $\sqrt{1 + C_L^2}$  zunimmt.

Durch Lösen der Ausbreitungsgleichung (5.62) im Frequenzbereich und Rücktransformation in den Zeitbereich läßt sich nun zeigen, daß ebenfalls im Falle eines linear-verchirpten Pulses der Gaußpuls gaußförmig bleibt. Wiederum kann die Pulsveränderung durch Angabe der effektiven Pulsdauer  $T_p(z)$  erfaßt werden, die nun folgende Form annimmt [31]

$$\frac{T_p(z)}{T_{p,0}} = \sqrt{\left[ \left( 1 + \frac{2C_L\beta_2 z}{T_{p,0}^2} \right)^2 + \left( \frac{2\beta_2 z}{T_{p,0}^2} \right)^2 \right]}, \quad (5.118)$$

wobei  $T_{p,0}$  die  $1/e$ -Weite des Eingangspulses und  $T_p(z)$  die  $1/e$ -Weite des Pulses an der Stelle  $z$  der Glasfaser bezeichnen. Abbildung 5.17 zeigt qualitativ das aus Gleichung (5.118) folgende Ausbreitungsverhalten gechirpter Gaußpulse. Es können mehrere Fälle unterschieden werden:

- Für  $C_L = 0$  erhalten wir den ungechirpten Gaußpuls, der sich in der linearen, dispersiven Glasfaser lediglich zeitlich aufweitet. Dieses Verhalten wurde bereits ausgiebig im vorangegangenen Abschnitt diskutiert.
- Für  $\beta_2 C_L > 0$  erfolgt die zeitliche Aufweitung *schneller* als im ungechirpten Fall. Bei gegebener maximal zulässiger Aufweitung nimmt die maximale Übertragungslänge und folglich im Übertragungssystem die Dispersionsgrenze ab.
- Für  $\beta_2 C_L < 0$  schließlich findet zunächst eine transiente *Pulskompression* des einfachen Gaußpulses statt, die dann schließlich bei weiterer Erhöhung der Übertragungslänge in eine Pulsaufweitung übergeht. Während beim ungechirpten Gaußpuls keine derartige Verschmälerung zu beobachten war und beim Supergauß eine Kompression lediglich im Mittenbereich des Pulses, bei gleichzeitiger Zunahme der zeitlichen Standardabweichung erfolgte, kommt es nun im gechirpten Fall auch zu einer effektiven Reduktion letzterer.

Berücksichtigt man, daß für direktmodulierte Halbleiterlaser  $\alpha_L$  positiv und dann mit Gleichung (2.21)  $C_L$  negativ ist, so folgt daraus, daß sich bei Einsatz direkt modulierter Laser im *normalen Dispersionsbereich* der Glasfaser eine größere maximale Übertragungslänge ergibt als im anomalen Bereich. Entsprechend ist es bei Verwendung externer

Modulatoren mit negativem  $\alpha_{\text{mod}}$  möglich, im anomalen Dispersionsbereich größere Distanzen zu überbrücken.

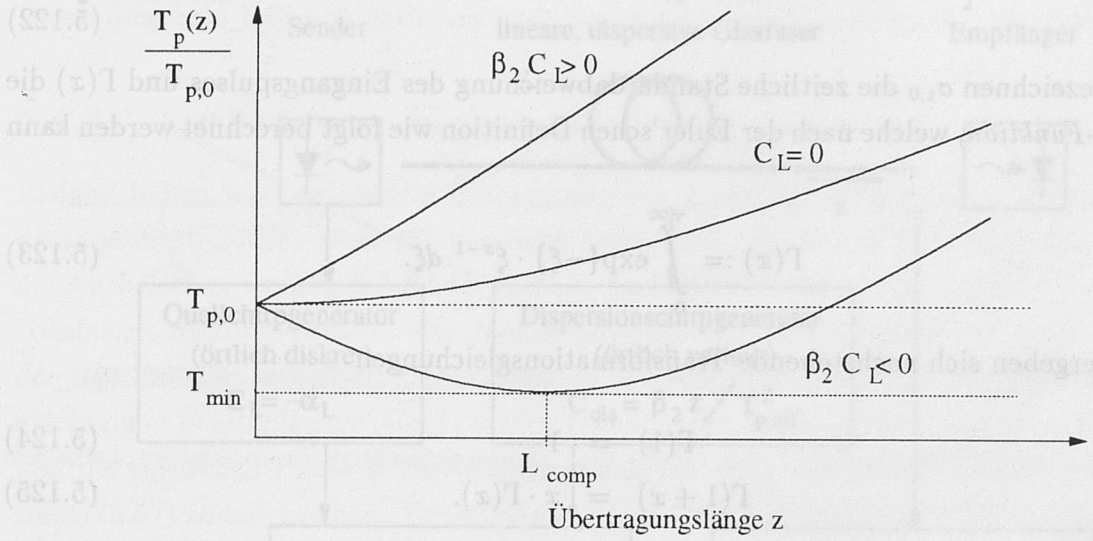


Abbildung 5.17: Verhalten eines vorgechirpten Gaußpulses in verschiedenen Dispersionsbereichen

In Analogie zu Gleichung (5.115) können wir den gechirpten Supergauß wie folgt beschreiben

$$A(0, t)_{\text{sup, ch}} = A_p \cdot \exp \left\{ - (1 - j C_L) \left( \frac{t}{T_{p,0}} \right)^{2m} \right\}. \quad (5.119)$$

Wie im letzten Kapitel deutlich wurde, ist die Angabe einer veränderten Pulsbreite  $T_p(z)$  beim Supergauß nicht adäquat, da die eigentliche Form bei Propagation nicht beibehalten wird. Stattdessen ist zweckmäßigerweise die *globale* Pulsverformung analytisch aus der zeitlichen Standardabweichung  $\sigma_{t, \text{sup}}$  zu berechnen. Diese ergibt sich zu

$$\sigma_{t, \text{sup}} := \sqrt{(\langle t^2 \rangle - \langle t \rangle^2)}, \quad (5.120)$$

wobei  $\langle t^n \rangle$  das n-te zeitliche Moment ist, welches sich wie folgt bestimmt

$$\langle t^n \rangle := \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} t^n \cdot |U(z, t)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |U(z, t)|^2 dt}. \quad (5.121)$$

In einem mathematisch sehr aufwendigen Rechengang ergibt sich unter Ausnutzung gewisser Relationen zwischen zeitlichen und spektralen Momenten für die Standardabweichung des Supergauß der Ordnung  $m$  die ortsabhängige Gleichung [32]



$$\frac{\sigma_{t,\text{sup,SMF}}(z)}{\sigma_{t,0}} = \left[ 1 + \frac{\Gamma\{1/(2m)\}}{\Gamma\{3/(2m)\}} \cdot \frac{2C_L\beta_2 z}{T_{p,0}^2} + \frac{\Gamma\{2-1/(2m)\}}{\Gamma\{3/(2m)\}} \cdot \frac{(1+C^2) \cdot (2m\beta_2 z)^2}{T_{p,0}^4} \right]^{1/2}. \quad (5.122)$$

Hierin bezeichnen  $\sigma_{t,0}$  die zeitliche Standardabweichung des Eingangspulses und  $\Gamma(x)$  die *Gamma-Funktion*, welche nach der Euler'schen Definition wie folgt berechnet werden kann

$$\Gamma(x) := \int_0^{+\infty} \exp\{-\xi\} \cdot \xi^{x-1} d\xi. \quad (5.123)$$

Daraus ergeben sich nachstehende Transformationsgleichungen

$$\Gamma(1) = 1 \quad (5.124)$$

$$\Gamma(1+x) = x \cdot \Gamma(x). \quad (5.125)$$

Wie leicht zu verifizieren, reduziert sich Gleichung (5.122) für den Fall  $m = 1$  auf die Beschreibungsgleichung (5.118) des einfachen Gaußpulses. Qualitativ ergibt sich nach (5.122) für den vorgechirpten Supergauß ein zum einfachen Gaußpuls analoges Propagationsverhalten. Es sei jedoch nochmals darauf hingewiesen, daß Gleichung (5.122) zwar die globale Pulsverformung charakterisiert, gleichsam jedoch die im Mittenbereich des Supergaußpulses erfolgende transiente Kompression im ungechirpten Fall unberücksichtigt läßt.

Obgleich die analytische Modellierung der Ausbreitung vorgechirpter Gaußpulse in linearen, dispersiven Glasfasern mathematisch trivial ist, wollen wir nun diese Modellierung ausführlich erläutern. Die folgende Anschauungsweise bildet die Grundlage der in Kapitel 9.2.2 durchgeführten analytischen Berechnungen des Ausbreitungsverhaltens von Pulsen in nichtlinearen, dispersiven Glasfasern und ist folglich von besonderer Bedeutung.

Zu einer anschaulichen Erklärung des oben beschriebenen Ausbreitungsverhaltens gelangen wir durch Erweiterung des im letzten Kapitel entwickelten Modells der Ausbreitung ungechirpter Signale auf linearen, dispersiven Glasfasern. Hier hatten wir die in realita *simultan* stattfindende Erzeugung von Dispersionschirp und die relative Drift der Frequenzkomponenten durch die *sukzessive* Verkettung eines Dispersionschirpgenerators und eines Verschiebungselements ersetzt, wobei in letzterem die dispersive Kraft auf die generierten Chirpanteile verschiebend einwirkte, woraus schließlich die Verformung der Hüllkurve resultierte. Erweitern wir nun dieses Modell um einen Quellchirpgenerator, so gelangen wir zu der in Abbildung 5.18 gezeigten Ersatzkonfiguration. Hiernach wirkt das Verschiebungselement nun auf den *Nettochirp*  $\Delta\omega_{\text{net}}$ , der sich aus der lokalen Überlagerung von Quell- und Dispersionschirp wie folgt berechnet

$$\Delta\omega_{\text{net}} := \Delta\omega_L + \Delta\omega_{\text{dis}}(z). \quad (5.126)$$

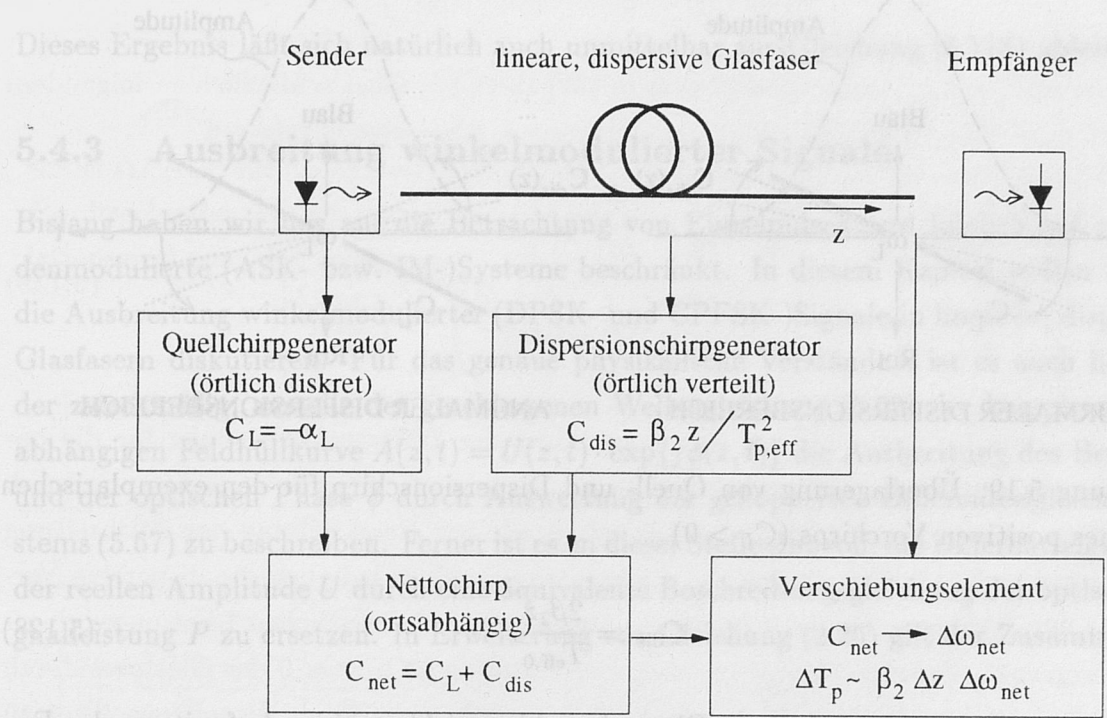


Abbildung 5.18: Modellierung der Ausbreitung vorgechirpter Signale in linearen, dispersiven Glasfasern

Wie ferner aus Abbildung 5.17 ersichtlich, führt ein positiver Quellchirp ( $C_L > 0$ ,  $\alpha_L < 0$ ) in der normal-dispersiven Glasfaser ( $\beta_2 > 0$ ) beim Gaußpuls zu einer konstruktiven Überlagerung von Quell- und Dispersionschirp. Es ergibt sich daraus mit Gleichung (5.126) ein höherer Nettochirp, so daß sich bei gleichbleibender dispersiver Kraft  $D_\lambda$  im Vergleich zum ungechirpten Fall eine stärkere Pulsaufweitung einstellt. Im Gegensatz hierzu resultiert die dispersive Verschiebung der Quellchirpanteile im anomalen Dispersionsbereich zunächst in einer Kompression des Pulses. Mit fortschreitender Übertragungslänge gewinnt der Dispersionschirp jedoch zunehmend an Bedeutung und wirkt dem initialen Quellchirp durch destruktive Interferenz entgegen. Bei Erreichen der Länge  $z = L_{\text{comp}}$  gleichen sich die beiden Anteile; der Nettochirp beträgt dann Null.

Nach Gleichung (5.117) erhöht sich die spektrale Breite des gechirpten Eingangssignals näherungsweise um den Faktor  $\sqrt{1 + C_L^2}$ . Den effektiven Dispersionschirpparameter  $C_{\text{dis}}$  erhalten wir somit bei Verwendung der *effektiven initialen Pulsweite*  $T_{\text{eff},0}$

$$T_{\text{eff},0} := \frac{T_{p,0}}{\sqrt{1 + C_L^2}} \quad (5.127)$$

anstelle der tatsächlichen Pulsweite  $T_{p,0}$  am Ort  $z = 0$  der Glasfaser zu



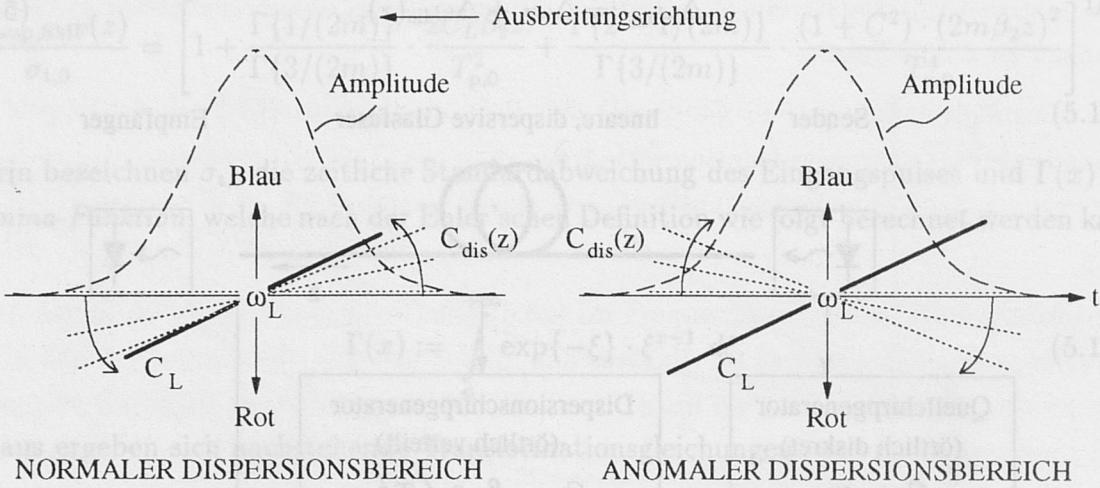


Abbildung 5.19: Überlagerung von Quell- und Dispersionschirp für den exemplarischen Fall eines positiven Vorchirps ( $C_L > 0$ )

$$C_{\text{dis}} := \frac{2\beta_2 z}{T_{\text{eff},0}}. \quad (5.128)$$

Es sei nochmals betont, daß dieser Dispersionschirp *nicht* zu einer Aufweitung des Frequenzbetragsspektrums führt, sondern lediglich die Phasen im Fourierspektrum beeinflusst. Das Einsetzen von  $C_{\text{dis}}$  nach Gleichung (5.128) anstelle von  $C_L$  in (5.117) ist demnach physikalisch nicht zulässig. Dennoch erhalten wir im Zeitbereich durch Gleichsetzen des Dispersions- und des Quellchirps für die Länge des gegenseitigen Annihilierens beider Chirpanteile  $L_{\text{comp}}$  die Bestimmungsgleichung

$$|C_L| = \alpha_L \stackrel{!}{=} C_{\text{dis}}(z = L_{\text{comp}}). \quad (5.129)$$

Da der Quellchirp ortsunabhängig bzw. örtlich diskret an der optischen Quelle aufgebaut wird und im Gegensatz hierzu der Dispersionschirp örtlich verteilt erzeugt wird, wird deutlich, daß obige Gleichung ausschließlich an einem Ort der Übertragungsstrecke erfüllt sein kann. Durch Substitution von (5.127) und (5.128) in Gleichung (5.129) erhalten wir

$$L_{\text{comp}} = \frac{|\alpha_L|}{1 + \alpha_L^2} \cdot \frac{T_{\text{p},0}^2}{2\beta_2}. \quad (5.130)$$

Diese Länge entspricht zugleich dem Ort maximaler Pulscompression, da bei Überschreiten von  $L_{\text{comp}}$  der Dispersionschirp den Nettochirp  $\Delta\omega_{\text{net}}$  zu dominieren beginnt und folglich das weitere Propagationsverhalten durch monotonen Anwachsen der Breite  $\sigma_{t,\text{gauss}}$  bzw.  $\sigma_{t,\text{sup}}$  gekennzeichnet ist. Die minimal erreichbare Pulsbreite beträgt beim Gaußpuls

$$\sigma_{t,\text{gauss}}(z = L_{\text{comp}}) = \frac{\sigma_{t,0}}{\sqrt{1 + \alpha_L^2}}. \quad (5.131)$$

Dieses Ergebnis läßt sich natürlich auch unmittelbar aus Gleichung (5.118) ableiten.

### 5.4.3 Ausbreitung winkelmodulierter Signale

Bislang haben wir uns auf die Betrachtung von Einzelpulsen und folglich auf amplitudenmodulierte (ASK- bzw. IM-)Systeme beschränkt. In diesem Kapitel wollen wir nun die Ausbreitung winkelmodulierter (DPSK- und CPFSK-)Signale in linearen, dispersiven Glasfasern diskutieren. Für das genaue physikalische Verständnis ist es auch hier wieder zweckmäßig, anstelle der geschlossenen Wellengleichung (5.62) der komplexen, zeitabhängigen Feldhüllkurve  $A(z, t) = U(z, t) \cdot \exp\{j\phi(z, t)\}$  die Ausbreitung des Betrags  $U$  und der optischen Phase  $\phi$  durch Auswertung des gekoppelten Differentialgleichungssystems (5.67) zu beschreiben. Ferner ist es an dieser Stelle sinnvoll, die Differentialgleichung der reellen Amplitude  $U$  durch eine äquivalente Beschreibungsgleichung der optischen Signalleistung  $P$  zu ersetzen. In Erweiterung von Gleichung (2.26) gilt der Zusammenhang

$$P(z, t) = c_1 \cdot U^2(z, t), \quad (5.132)$$

mit

$$c_1 := \frac{1}{2Z_{f,0}}, \quad (5.133)$$

wobei  $Z_{f,0} = 120 \cdot \pi$  ( $\Omega$ ) der Feldwellenwiderstand des freien Raumes ist. Durch zeitliche Ableitung erhalten wir daraus den Zusammenhang

$$\frac{\partial P}{\partial t} = c_1 \frac{\partial U^2}{\partial t} = c_1 2 \cdot U \cdot \frac{\partial U}{\partial t}. \quad (5.134)$$

Entsprechend ergibt sich für die örtliche Ableitung

$$\frac{\partial P}{\partial z} = c_1 \frac{\partial U^2}{\partial z} = c_1 2 \cdot U \cdot \frac{\partial U}{\partial z}. \quad (5.135)$$

Durch wiederholte zeitliche Ableitung folgt dann aus Gleichung (5.134)

$$\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} = c_1 \left[ 2 \left( \frac{\partial U}{\partial t} \right)^2 + 2 \cdot U \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} \right]. \quad (5.136)$$

Die Division dieser Gleichung durch den Faktor  $(2P)$  ergibt nach Umstellen



$$\frac{1}{U} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = \frac{1}{2P} \cdot \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} - \frac{1}{P} \cdot \left( \frac{\partial \sqrt{P}}{\partial t} \right)^2 \quad (5.137)$$

Die Substitution der Gleichungen (5.134)-(5.137) in (5.67) führt schließlich zu folgendem gekoppelten Differentialgleichungssystem für lineare, dispersive Glasfasern

$$\begin{cases} \frac{\partial P(z, t)}{\partial z} = -\beta_2 \left[ \frac{\partial \phi}{\partial t} \cdot \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \cdot P \right] \\ \frac{\partial \phi(z, t)}{\partial z} = +\frac{\beta_2}{2} \left[ \frac{1}{2P} \cdot \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} - \frac{1}{P} \cdot \left( \frac{\partial \sqrt{P}}{\partial t} \right)^2 - \left( \frac{\partial \phi}{\partial t} \right)^2 \right] \end{cases} \quad (5.138)$$

Wir wollen uns im folgenden auf die Auswertung der Differentialgleichung für die optische Signalleistung  $P$  konzentrieren. Die Lösung von (5.138) erfolgt wiederum durch eine *Störungsrechnung*. In Kapitel 5.4.1 hatten wir zur Beschreibung der Ausbreitung intensitätsmodulierter Signale bei der Perturbationsanalyse lediglich die dispersive Verformung der Hüllkurve  $U$  und folglich die Veränderung des zeitlichen Leistungsverlaufs  $P(z, t)$  begrenzt. Entsprechend ergab sich die Phase  $\phi$  am Ort  $z = 0$  der Glasfaser durch (artifizielle,) örtliche Diskretisierung des örtlich verteilt generierten Dispersionschirps zu einem quasi-Quellchirp, durch Verwendung der willkürlichen Festsetzung

$$\phi(z = 0, t) := \phi(z = L, t). \quad (5.139)$$

Während diese Ersatzbeschreibung für eingangs unverchirpte IM-Signale zulässig ist, muß bei *winkelmodulierten* Signalen berücksichtigt werden, daß bereits senderseitig ein deterministischer Chirp durch die eigentliche Modulation selbst dem Signal aufgeprägt ist. Entsprechend erweitern wir die Störungsrechnung nun um die Annahme einer lediglich geringen Beeinflussung des Leistungsverlaufs  $P(0, t)$  und des initialen Phasenverlaufs  $\phi(0, t)$  durch chromatische Dispersion, so daß wir für den initialen Phasenverlauf

$$\phi(z = 0, t) := \phi_{\text{sig}}(0, t) \quad (5.140)$$

erhalten, wobei  $\phi_{\text{sig}}(0, t)$  den zeitlichen Verlauf der optischen Phase nach Maßgabe des Modulationsverfahrens (CPFSK bzw. DPSK) und des elektrischen Datensignals beschreibt. Zusammenfassend kann im Rahmen der Störungsrechnung bei der Berechnung der optischen Leistung am Ort  $z = L$  der Faser die ortsabhängige Leistung und Phase auf den rechten Seiten der Differentialgleichungen wie folgt ersetzt werden

$$P \approx P(0, t), \quad (5.141)$$

$$\phi \approx \phi(0, t) = \phi_{\text{sig}}(0, t). \quad (5.142)$$

Ferner führen wir nun für die senderseitige Modulation selbst eine Kleinsignalanalyse durch. So gelte für die Fasereingangsleistung die Beziehung

$$P(0, t) := P_{\text{ave}} + \Delta P(0, t), \quad (5.143)$$

wobei  $\Delta P(0, t)$  die zeitlich variierende residuale Amplitudenabweichung<sup>15</sup> vom Mittelwert  $P_{\text{ave}}$  beschreibe. Mithin läßt sich nach Gleichung (2.10) der (Residual-)Amplitudenmodulationsgrad wie folgt berechnen

$$m_{\text{ASK}} := \frac{\Delta P_0}{P_{\text{ave}}}, \quad (5.144)$$

wobei  $\Delta P_0$  die maximale Abweichung von  $P_{\text{ave}}$  mißt. Es gelte nun

$$\Delta P_0 \ll P_{\text{ave}}. \quad (5.145)$$

Diese Einschränkung ermöglicht nun die Näherung

$$\left| \frac{\partial \phi}{\partial t} \cdot \frac{\partial P(0, t)}{\partial t} \right| = \left| \frac{d\phi_{\text{sig}}}{dt} \cdot \frac{d\Delta P(0, t)}{dt} \right| \ll \left| \{P_{\text{ave}} + \Delta P(0, t)\} \cdot \frac{d^2 \phi_{\text{sig}}}{dt^2} \right| \approx \left| P_{\text{ave}} \cdot \frac{d^2 \phi_{\text{sig}}}{dt^2} \right|. \quad (5.146)$$

Mit (5.146) vereinfacht sich die Leistungsdifferentialgleichung in (5.138) zu

$$\frac{\partial P(z, t)}{\partial z} \approx -\beta_2 \cdot P_{\text{ave}} \cdot \frac{d^2 \phi_{\text{sig}}(0, t)}{dt^2} \quad (5.147)$$

Die Ortsintegration von Gleichung (5.147) und Division durch  $P_0$  ergibt dann unmittelbar

$$\frac{\Delta P(L, t)}{P_{\text{ave}}} \approx -\beta_2 \cdot L \cdot \underbrace{\frac{d^2 \phi_{\text{sig}}(0, t)}{dt^2}}_{\text{FM-AM-Konversion}} + \underbrace{\frac{\Delta P(0, t)}{P_{\text{ave}}}}_{\text{RAM}}, \quad (5.148)$$

wobei wir in Analogie zu Gleichung (5.143) am Ort  $z = L$  den Gleichanteil  $P_{\text{ave}}$  vom Wechselanteil  $\Delta P(L, t)$  der Leistung separiert und auf beiden Seiten obiger Gleichung abgezogen haben. Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, daß eine identische Gleichung ebenfalls aus der Petermann/Wang'schen Konversionsmatrix durch Taylorreihenentwicklung der Matrizenterme bis zum zweiten Glied abgeleitet werden kann, woraus folgt, daß implizit in [33] oben explizit angegebene Näherungen enthalten sind.

Aus Gleichung (5.148) wird ersichtlich, daß zusätzlich zur senderseitigen Residualamplitudenmodulation durch die Dispersion der Glasfaser ebenfalls die senderseitige Phasen-

<sup>15</sup>siehe Kapitel 2.3.1.2



bzw. Frequenzmodulation zu einer mit der Länge zunehmenden Amplitudenmodulation des Signals führt. Man bezeichnet diesen Effekt als *FM-AM-Konversion* (engl.: FM-AM Conversion) oder auch als *Selbstamplitudenmodulation* (engl.: Self-Amplitude Modulation).

Nähern wir die eingangsseitige, digitale Modulation der Datenrate  $B$  vereinfachend durch eine harmonische Frequenzmodulation der Kreisfrequenz  $\omega_{\text{mod}} = \pi B$  an, gemäß

$$\frac{d\phi_{\text{sig}}}{dt} = \Delta\omega_{\text{sig}}(0, t) = \Delta\omega_0 \cdot \cos(\pi B t), \quad (5.149)$$

so ergibt sich daraus für die zweite zeitliche Ableitung der optischen Phase

$$\frac{d^2\phi_{\text{sig}}}{dt^2} = \frac{d\Delta\omega_{\text{sig}}(0, t)}{dt} = -\Delta\omega_0 \cdot \pi B \cdot \sin(\pi B t). \quad (5.150)$$

Die Gleichung (5.148) nimmt dann folgende Form an

$$\frac{\Delta P(L, t)}{P_{\text{ave}}} \approx \beta_2 L \cdot \Delta\omega_0 \cdot \pi B \cdot \sin(\pi B t) + \frac{\Delta P(0, t)}{P_{\text{ave}}}, \quad (5.151)$$

so daß sich für die maximale Amplitudenauslenkung mit (5.144)

$$\text{MAX} \left\{ \frac{|\Delta P(L, t)|}{P_{\text{ave}}} \right\} \approx |\beta_2| L \cdot \Delta\omega_0 \cdot \pi B + \frac{\Delta P_0}{P_{\text{ave}}}, \quad (5.152)$$

ergibt. Nach Gleichung (5.24) war nun die aus der dispersiven Laufzeitdifferenz resultierende relative zeitliche Drift der Spektralanteile in der Monomodefaser wie nachstehend angegeben zum Kreisfrequenzabstand  $\Delta\omega$  der Komponenten proportional

$$\sigma_{t, \text{SMF}} \approx |\beta_2| \cdot L \cdot \Delta\omega. \quad (5.153)$$

Ferner kann in Analogie zum Einzelpuls auch beim harmonischen Signal eine Pulsweite  $T_{p,0}$  definiert werden, wobei für letztere die Proportionalität

$$T_{p,0} \propto \frac{1}{\pi B} \quad (5.154)$$

gilt. Durch Substitution der Beziehungen (5.153) und (5.154) in Gleichung (5.152) erhalten wir

$$\text{MAX} \left\{ \frac{|\Delta P(L, t)|}{P_{\text{ave}}} \right\} \propto \underbrace{\frac{\sigma_{t, \text{SMF}}}{T_{p,0}}}_{\text{FM-AM-Konversion}} + \underbrace{\frac{\Delta P_0}{P_{\text{ave}}}}_{\text{RAM}}. \quad (5.155)$$

Diese Gleichung belegt, daß die relative zeitliche Drift der unterschiedlichen Frequenz- oder auch Chirpkomponenten des Eingangssignals aufgrund chromatischer Dispersion zu einer entsprechenden zeitlichen Veränderung der Pulsform führt. Diese Verknüpfung, die unmittelbar aus dem Energieerhaltungssatz folgt, bildete bereits die grundlegende Voraussetzung bei der Diskussion des Ausbreitungsverhaltens von Supergaußpulsen im Rahmen der Perturbationsanalyse<sup>16</sup>. Definieren wir nun in Analogie zum senderseitig vorgegebenen Amplitudenmodulationsindex  $m_{\text{ASK}}$  den *Modulationsindex der Selbstamplitudenmodulation*  $m_{\text{SASK}}$  als eine Maximierung bezüglich der Zeit, gemäß

$$m_{\text{SASK}}(z = z_0) := \text{MAX}_t \left\{ \frac{|\Delta P(z_0, t)|}{P_{\text{ave}}} \right\}, \quad (5.156)$$

so folgt aus Gleichung (5.155) eine mit der Übertragungslänge  $z$  linear zunehmende Konversion der Frequenzmodulation in eine empfängerseitige Amplitudenmodulation. Hierbei ist jedoch zu beachten, daß die Gültigkeit von Gleichung (5.155) durch die Annahme geringer Störungen und der Kleinsignalnäherungen prinzipiell auf den Bereich geringer Indizes  $m_{\text{SASK}}$  beschränkt ist. In realita stellt sich daher, entgegen diesen theoretischen Schlußfolgerungen, bei Annäherung an  $m_{\text{SASK}} = 100\%$  ein zunehmend nichtlineares Längenverhalten ein. Für den einfachen Fall der harmonischen Schmalband-Frequenzmodulation läßt sich dies sehr gut durch Untersuchung des dispersiven Einflusses im Frequenzbereich veranschaulichen: Im komplexen Zeitbereich können wir die harmonische FM wie folgt beschreiben

$$A_{\text{FM}}(t) = A_p \cdot \exp \{ j \cdot m_{\text{FM}} \cdot \sin(\pi B t) \}, \quad (5.157)$$

Hierbei ist der Index der harmonischen FM  $m_{\text{FM}}$  in Analogie zum Index der digitalen FM durch

$$m_{\text{FM}} := \frac{2 \cdot \Delta f_{\text{FM}}}{f_m} \quad (5.158)$$

gegeben, wobei  $\Delta f_{\text{FM}}$  den Frequenzhub bezeichnet und  $f_m = \omega_m / (2\pi)$  gilt. Nach [34] gilt nun folgende Reihenentwicklung

$$\exp [j m_{\text{FM}} \cos \{ \sin(\pi B t) \}] = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(m_{\text{FM}}) \cdot \exp(j n \pi B t). \quad (5.159)$$

Die Fourierkoeffizienten  $J_n$  sind hierin Besselfunktionen erster Art der Ordnung  $n$ , wobei im besonderen folgender rekursiver Zusammenhang gilt

$$J_{-n}(m_{\text{FM}}) = (-1)^n J_n(m_{\text{FM}}) = J_n(m_{\text{FM}}) \cdot \exp(-j n \pi). \quad (5.160)$$

<sup>16</sup>siehe Kapitel 5.4.1



Mithin ergibt sich für geringe FM-Indizes  $m_{\text{FM}}$  näherungsweise

$$(A_{\text{FM}})_{m_{\text{FM}} < 1} \approx A_p \cdot [J_0(m_{\text{FM}}) + J_1(m_{\text{FM}}) \exp\{j\pi Bt\} + J_1(m_{\text{FM}}) \exp\{-j(\pi Bt + \pi)\}]. \quad (5.161)$$

Im Zeitbereich hatten wir die Ausbreitung der langsam oszillierenden komplexen Feldhüllkurve  $A$  durch Multiplikation mit dem Term  $\exp(-j\beta z)$  erfaßt. Im Frequenzbereich läßt sich dann mit der Taylorreihenentwicklung der Ausbreitungskonstanten  $\beta$  nach Gleichung (5.22) der Einfluß der chromatischen Dispersion durch Multiplikation der Fourierkomponenten mit dem Term

$$\exp\left\{-j\frac{\beta_2 z}{2} \cdot \Omega^2\right\} \quad (5.162)$$

erfassen, wobei  $\Omega$  die Ablage der Kreisfrequenz  $\omega$  von der Entwicklungskreisfrequenz  $\omega_0$  ist. Hiernach bleiben die Beträge der einzelnen Spektralzeiger unverändert, während es gleichsam bei Propagation in der Glasfaser zu einer zunehmenden dispersiven Veränderung der Phasen im Fourierspektrum kommt. Im betrachteten Fall der Schmalband-Frequenzmodulation ergeben sich die Rotationen der Spektralzeiger  $J_0$ ,  $J_{-1}$  und  $J_{+1}$  um die Frequenzachse respektive wie folgt

$$\Theta_0 := \frac{\beta_2 z}{2} \cdot \{\omega_L - \omega_0\}^2 \quad (5.163)$$

$$\Theta_{-1} := \frac{\beta_2 z}{2} \cdot \{(\omega_L + \pi B) - \omega_0\}^2 \quad (5.164)$$

$$\Theta_{+1} := \frac{\beta_2 z}{2} \cdot \{(\omega_L - \pi B) - \omega_0\}^2, \quad (5.165)$$

wobei sich der Feldzeiger am Ort  $z$  zu

$$A(\Omega, z) = A(\Omega, 0) \cdot \exp\{-j\Theta_\Omega(z)\} \quad (5.166)$$

berechnet. Es ist nun zweckmäßig, als Entwicklungskreisfrequenz  $\omega_0$  den Wert

$$\omega_0 := \omega_L + \frac{\pi B}{2} \quad (5.167)$$

zu wählen. Wie aus den Gleichungen (5.163) und (5.165) ersichtlich, ergeben sich dann für den  $J_0$ - und den  $J_{+1}$ -Zeiger dieselbe Winkeldrehung von

$$\Theta_0 = \Theta_1 = \frac{\beta_2 z}{2} \cdot \left(\frac{\pi B}{2}\right)^2, \quad (5.168)$$

während der Zeiger der Seitenlinie  $J_{-1}$  eine hiervon abweichende Rotation gemäß

$$\Theta_{-1} = j \cdot \frac{\beta_2}{2} \cdot z \cdot \left( \frac{3\pi B}{2} \right)^2 \quad (5.169)$$

erfährt. Wir können nun den Einfluß der chromatischen Dispersion auf das elektrische Feld im Frequenzbereich veranschaulichen, wobei wir der besseren Übersicht wegen lediglich die Relativdrehung des Zeigers  $J_{-1}$  in einem mit  $\Theta_0 = \Theta_{+1}$  rotierenden Koordinatensystem betrachten, in welchem die Zeiger  $J_0$  und  $J_{+1}$  invariant erscheinen. Wie aus Abbildung 5.20a ersichtlich, kommt es mit fortschreitender Übertragungslänge  $z$  zu einer Reduktion der Winkeldifferenz  $\Theta_{\text{diff}}$

$$\Theta_{\text{diff}} := |\Theta_{-1}(z) - \Theta_{+1}|. \quad (5.170)$$

Dies entspricht der dispersions-induzierten FM-AM-Konversion. Im Zeitbereich resultieren daraus anwachsende Oszillationen der Hüllkurve (siehe Abbildung 5.20b). Im besonderen ergibt sich die ausgezeichnete *Länge der Selbstamplitudenmodulation*  $L_{\text{SASK}}$ , bei der mit Gleichung (5.169) gilt

$$\Theta_{\text{diff}}(L_{\text{SASK}}) = 0 \implies \frac{\beta_2}{2} \cdot L_{\text{SASK}} \cdot \left( \frac{3\pi B}{2} \right)^2 \stackrel{!}{=} \pi, \quad (5.171)$$

so daß beide Seitenlinien zueinander *in Phase* sind und folglich auch gilt

$$m_{\text{SASK}}(L_{\text{SASK}}) = \text{Max} \{m_{\text{SASK}}(z)\}, \quad (5.172)$$

mit  $m_{\text{SASK}}$  nach Gleichung (5.156). Sowohl die exakte Länge  $L_{\text{SASK}}$  als auch der entsprechende maximale SAM-Index sind entscheidend durch die anfänglich aufgeprägte Phasen- bzw. Frequenzmodulation bestimmt. Während sich beispielsweise für den in Abbildung 5.20b dargestellten Fall der Ausbreitung einer 5 GHz-Frequenzmodulation mit einem anfänglichen FM-Index von  $m_{\text{FSK}} = 0.5$  bei Standardfaser nach Gleichung (5.171)  $L_{\text{SASK},0.5} \approx 155$  km ergibt, führt bereits eine Erhöhung auf  $m_{\text{FSK}} = \pi/2$  zu einer Reduktion der Länge auf  $L_{\text{SASK},\pi/2} \approx 50$  km. Dies ist auf die Ausbildung weiterer Seitenlinien zurückzuführen, die sich durch Dispersion mit verschiedenartiger Winkelgeschwindigkeit drehen.

Nach Überschreiten der Länge  $L_{\text{SASK}}$  erhöht sich die Phasendifferenz  $\Theta_{\text{diff}}$  der Zeiger und erreicht schließlich wieder den ursprünglichen Wert von  $\pi$ . Bei weiterer Zunahme der Übertragungslänge wiederholt sich das beschriebene Verhalten. Mithin ergibt sich für das untersuchte harmonische, schmalbandige FM-Signal ein periodisches Längenverhalten des Selbstamplitudenmodulationsindizes  $m_{\text{SASK}}$ , so daß es zwangsläufig zu Abweichungen von dem durch Kleinsignaltheorie abgeleiteten linearen Längenverhalten nach Gleichung (5.24) kommen muß.



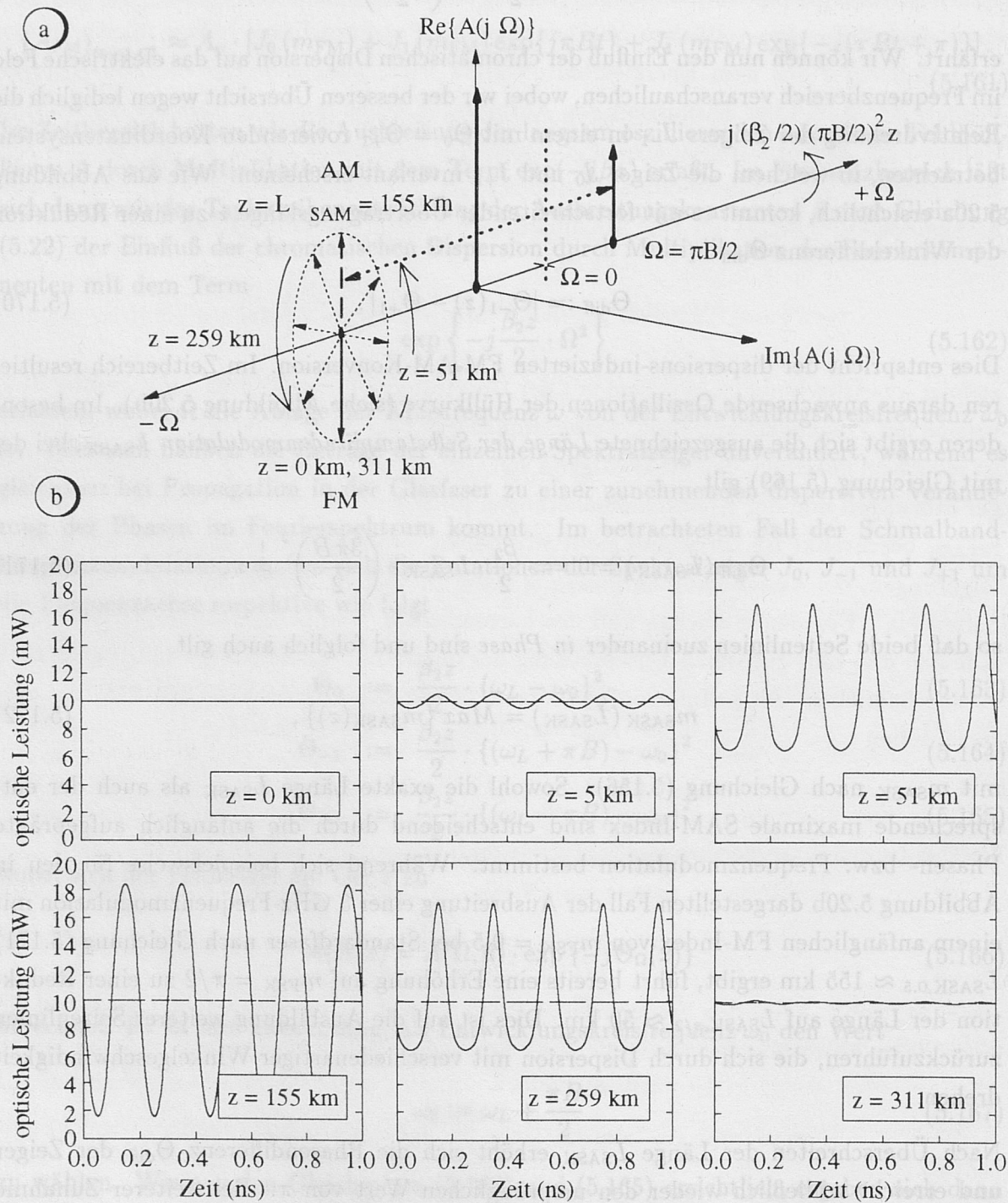


Abbildung 5.20: Einfluß der Dispersion auf die Ausbreitung eines 5 GHz frequenzmodulierten MSK-Signals auf Standardfaser: a) spektrale Darstellung und b) entsprechende Entwicklung des Zeitsignals mit der Länge

Die in diesem Kapitel beschriebene FM-AM-Konversion frequenzmodulierter Signale bildet die Grundlage eines der interessantesten modernen Übertragungsverfahren auf linearen, dispersiven Glasfasern, der *Dispersion-Supported Transmission* (DST), die wir in Kapitel 11.1.2 ausführlich diskutieren werden. Obgleich die Kleinsignalanalyse wie erläutert nicht unbegrenzt gültig ist, werden wir später zeigen, daß die oben abgeleitete Verknüpfungsgleichung (5.148) zwischen der senderseitigen Residualamplituden- und Frequenzumtastung mit der empfängerseitigen ASK wesentliche Erkenntnisse sowohl für das theoretische Verständnis, als auch im Hinblick auf die praktische Dimensionierung von Systemparametern der digitalen DST liefert.

## 5.5 Dispersionsgrenzen unkompensierter Systeme

In den nachfolgenden Kapiteln werden die Dispersionsgrenzen verschiedener Übertragungskonzepte zusammenfassend dargestellt. Grundlegende Annahme ist hierbei, daß keinerlei Maßnahmen zur Bekämpfung oder gar Kompensation chromatischer Dispersion im Übertragungssystem getroffen wurden. Ferner gelten die angegebenen Grenzen für einwellige Lichtwellenleiter.

### 5.5.1 Analytische Berechnung der Skalierungsvorschrift

Um einen analytischen Formalismus für das erreichbare Bitrate-Länge-Produkt abzuleiten, substituieren wir Gleichung (5.24) in (5.1). Wir erhalten

$$\sigma_{t,\text{SMF}} \cdot B \leq \frac{1}{4} \iff B \cdot L \leq \frac{1}{4|\beta_2|\Delta\omega_{\text{sig}}} \iff B \cdot L \leq \frac{c}{4\lambda^2|D_\lambda|\Delta f_{\text{sig}}}, \quad (5.173)$$

wobei wir zur letzten Umformung von Gleichung (5.26) Gebrauch gemacht haben.

An dieser Stelle ist es sinnvoll, eine Unterscheidung in zwei Fälle vorzunehmen: Handelt es sich bei der optischen Quelle um eine spektral breitbandige, inkohärente Emissionsquelle, wie beispielsweise eine Leuchtdiode (engl.: **L**ight-**E**mitting **D**iode), so steht die optische Bandbreite  $\Delta f_{\text{sig}}$  mit der Datenrate  $B$  der Modulation in keinem unmittelbaren Verhältnis. Vielmehr ist  $\Delta\omega_{\text{sig}}$  in diesem Fall durch die inhärente Emissionscharakteristik der LED determiniert. Wird hingegen eine schmalbandige optische Quelle, wie beispielsweise ein Halbleiterlaser geringer Linienbreite verwendet, so ist das optische Signalspektrum unmittelbar durch die Modulation gegeben. Die spektrale Breite  $\Delta f_{\text{sig}}$  steht dann mit der Bitrate  $B$  in folgendem Verhältnis

$$\Delta f_{\text{sig}} = \xi_{\text{dis}}^{-1} \cdot \frac{B}{2}, \quad (5.174)$$



wobei  $\xi_{\text{dis}} \in [0, 1]$  ist. Setzt man diese Beziehung in Gleichung (5.172) ein, so ergibt dies

$$B^2 \cdot L \leq \xi_{\text{dis}} \frac{c}{2\lambda^2 D_\lambda}, \quad (5.175)$$

bzw.

$$B\sqrt{L} \leq \sqrt{\xi_{\text{dis}}} \sqrt{\frac{c}{2\lambda^2 D_\lambda}}, \quad (5.176)$$

Mithin führt eine lineare Erhöhung der Datenrate bei gleichbleibender Faserdispersion zu einer quadratischen Abnahme der überbrückbaren Distanz. Im Gegensatz hierzu manifestiert sich eine Erhöhung der Faserdispersion lediglich in einer linearen Reduktion der Dispersionsgrenze.

Die obige Begrenzung gilt für Übertragung weitab vom Dispersionsminimum. Wie jedoch bereits in Kapitel 5.1.2.3 gezeigt, kann durch entsprechende Wahl der Sendewellenlänge oder auch durch geeignetes Faserdesign eine Übertragung bei (quasi-)Nulldispersion erfolgen. In diesem Fall ist die Begrenzung nicht mehr durch die Dispersion erster Ordnung  $\beta_2$  bzw.  $D_\lambda$  gegeben. Vielmehr wirkt sich nun die Dispersion zweiter Ordnung  $\beta_3$  bzw.  $dD/d\lambda$  bei gegebener Länge  $L$  begrenzend auf die Übertragungskapazität aus. In einem völlig analogen Rechengang erhält man für das Bitrate-Länge-Produkt inhärent schmalbandiger optischer Quellen in diesem Falle folgende Grenze

$$B^3 \cdot L \leq \xi_{\text{dis},2} \left( \frac{2\pi c}{\lambda} \right)^2 \cdot \left( \frac{dD_\lambda}{d\lambda} \right)^{-1}, \quad (5.177)$$

wobei die analytische Berechnung für Gaußpulse  $\xi_{\text{dis},2} \approx 0.034$  ergibt [35].

Während mit Hilfe der einfachen analytischen Überlegungen die qualitative Abhängigkeit der linearen Dispersionsgrenze von den Systemparametern relativ einfach abzuleiten war, bedarf die Bestimmung genauer quantitativer Kennzahlen jedoch numerischer Untersuchungen. Die Ergebnisse derartiger Studien werden im nächsten Abschnitt vorgestellt.

### 5.5.2 Numerische Bestimmung der Grenzen

Streng betrachtet gelten die im letzten Abschnitt durchgeführten analytischen Betrachtungen ausschließlich für amplitudenmodulierte Systeme, deren Störungen aus der Pulsaufweitung und dem damit verbundenen Nebensprechen benachbarter Bits (engl.: **Inter-Symbol Interference**) resultieren. Wie numerische Untersuchungen jedoch belegen, lassen sich auch die Dispersionsgrenzen winkelmodulierter Systeme durch die Skalierungsformalismen (5.175) bzw. (5.176) beschreiben.

Intensive Simulationen der Propagation von  $(2^7 - 1)$  nonreturn-to-zero-(NRZ)-Bitfolgen in linearen, dispersiven Glasfasern wurden in [16] durchgeführt. Als wesentliches Ergebnis dieser Studie zeigt Abbildung 5.21 das numerisch ermittelte (Eye-Opening-)Penalty<sup>17</sup> als Funktion des *normierten chromatischen Dispersionsindizes*  $\Gamma_\lambda$ , wobei sich letzterer wie folgt berechnet

$$\Gamma_\lambda := \frac{1}{\pi} \cdot (B^2 L) \cdot \frac{D_\lambda \lambda^2}{c} = \frac{\xi_{dis}}{2\pi}. \quad (5.178)$$

Wie gut zu erkennen, führt bei allen Modulationsverfahren eine Erhöhung der Dispersion oder der Datenrate zu einer Anhebung des Penaltys. Betrachten wir zunächst die Kurven für Frequenzumtastung, so erkennen wir, daß eine Erhöhung des FM-Modulationsindizes, die ja zu einer entsprechenden Aufweitung des optischen Spektrums führt, sich – wie aus der analytischen Betrachtung erwartet – in einer Anhebung des Penaltys bemerkbar macht. Dennoch ist festzustellen, daß der qualitative Kurvenverlauf der unterschiedlichen Modulationsverfahren nicht identisch ist. Dieses ungleiche Verhalten liegt in der Verschiedenartigkeit der verwendeten konzeptspezifischen Empfänger begründet (siehe [16]).

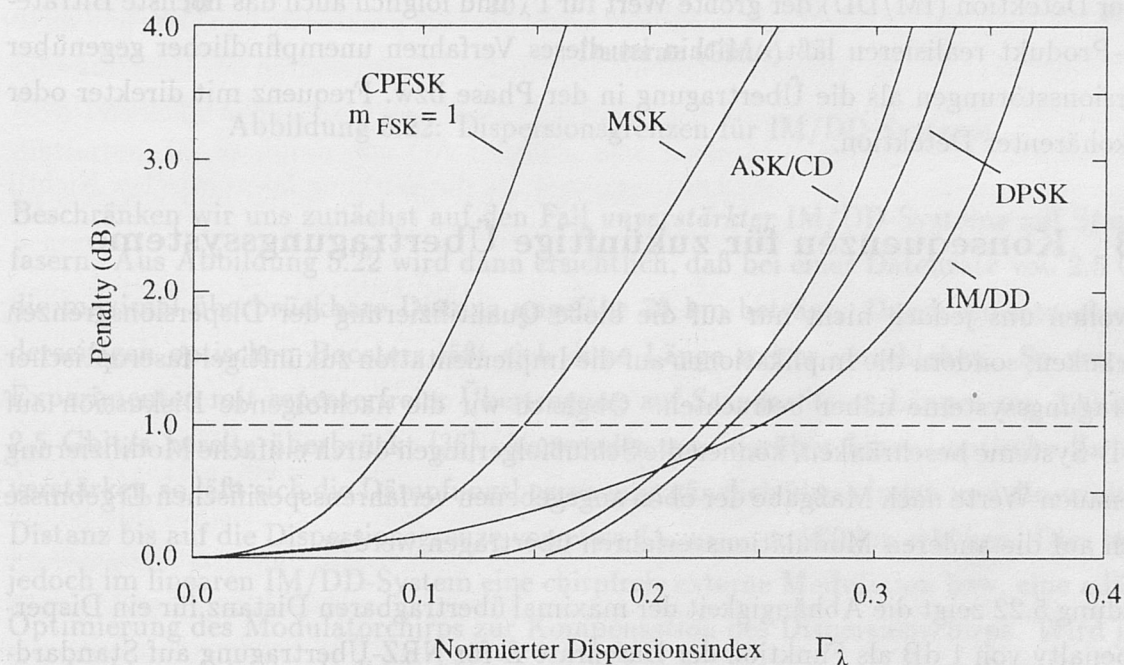


Abbildung 5.21: Numerisch ermittelte Dispersionspenaltyverläufe für unterschiedliche Modulationsverfahren (Ergebnisse aus [16])

Im Sinne einer konsistenten Beschreibung der Dispersionsgrenzen ermitteln wir nun mit Hilfe von Gleichung (5.175) aus Abbildung 5.21 die spezifischen Werte für  $\xi_{dis}$ . Das Ergebnis dieser Rechnung ist unten aufgeführter Tabelle gezeigt. Zusätzlich sind die

<sup>17</sup>siehe Kapitel 3.4.2.1



sich nach Gleichung (5.176) ergebenden Bitrate-Länge-Produkte eingetragen, wobei als typischer Dispersionswert der Standardfaser bei  $\lambda \approx 1.55 \mu\text{m}$   $D_\lambda = 17 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$  zur Berechnung angesetzt wurde.

Verfahren	$\xi_{\text{dis}}$	$B\sqrt{L_{\text{lin}}} \text{ (Gbit/s}\sqrt{\text{km}})$
CPFSK ( $m_{\text{FSK}} = 1$ )	0.6	29.31
MSK ( $m_{\text{FSK}} = 0.5$ )	0.94	45.91
ASK/CD	1.38	67.40
DPSK	1.48	72.29
IM/DD	1.58	77.18

Wie ersichtlich, ergeben sich Werte für  $\xi_{\text{dis}}$ , die außerhalb des in Kapitel ursprünglich definierten Wertebereichs von  $\xi_{\text{dis}} \in [0, 1]$  liegen. Diese Abweichung resultiert aus dem unterschiedlichen Ausbreitungsverhalten von Einzelpulsen, die ja Grundlage der theoretischen Überlegungen bildeten, im Vergleich zu den hier numerisch untersuchten realistischeren Bitfolgen. Besonders wichtig jedoch ist, daß sich bei einfacher Intensitätsmodulation mit direkter Detektion (IM/DD) der größte Wert für  $\Gamma_\lambda$  und folglich auch das höchste Bitrate-Länge-Produkt realisieren läßt. Mithin ist dieses Verfahren unempfindlicher gegenüber Dispersionsstörungen als die Übertragung in der Phase bzw. Frequenz mit direkter oder auch kohärenter Detektion.

5.5.3 Konsequenzen für zukünftige Übertragungssysteme

Wir wollen uns jedoch nicht nur auf die bloße Quantifizierung der Dispersionsgrenzen beschränken, sondern die Implikationen auf die Implementation zukünftiger faseroptischer Übertragungssysteme näher betrachten. Obgleich wir die nachfolgende Diskussion auf IM/DD-Systeme beschränken, können die Schlußfolgerungen durch einfache Modifizierung der genauen Werte nach Maßgabe der oben angegebenen verfahrensspezifischen Ergebnisse einfach auf die anderen Modulationsverfahren übertragen werden.

Abbildung 5.22 zeigt die Abhängigkeit der maximal übertragbaren Distanz für ein Dispersionspenalty von 1 dB als Funktion der Datenrate  $B$  für NRZ-Übertragung auf Standard- sowie dispersionsverschobener Glasfaser. Desweiteren wurde zusätzlich die aus der in Kapitel 4.4 untersuchten Empfängerempfindlichkeit berechnete Dämpfungsbegrenzung des unverstärkten Systems eingetragen. Zunächst erkennen wir aus der Steigung letzterer, daß die Faserdämpfung zu einer Längenbegrenzung führt, die nur in geringem Maße von der Bitrate abhängt. Diese Residualabhängigkeit läßt sich durch die mit höherer Datenrate abnehmende Empfindlichkeit der Empfänger erklären. Im Gegensatz hierzu wirkt die Dispersion tendenziell begrenzend auf die maximale Datenrate, was sich aus der Steigung der Dispersionskurven ersehen läßt.

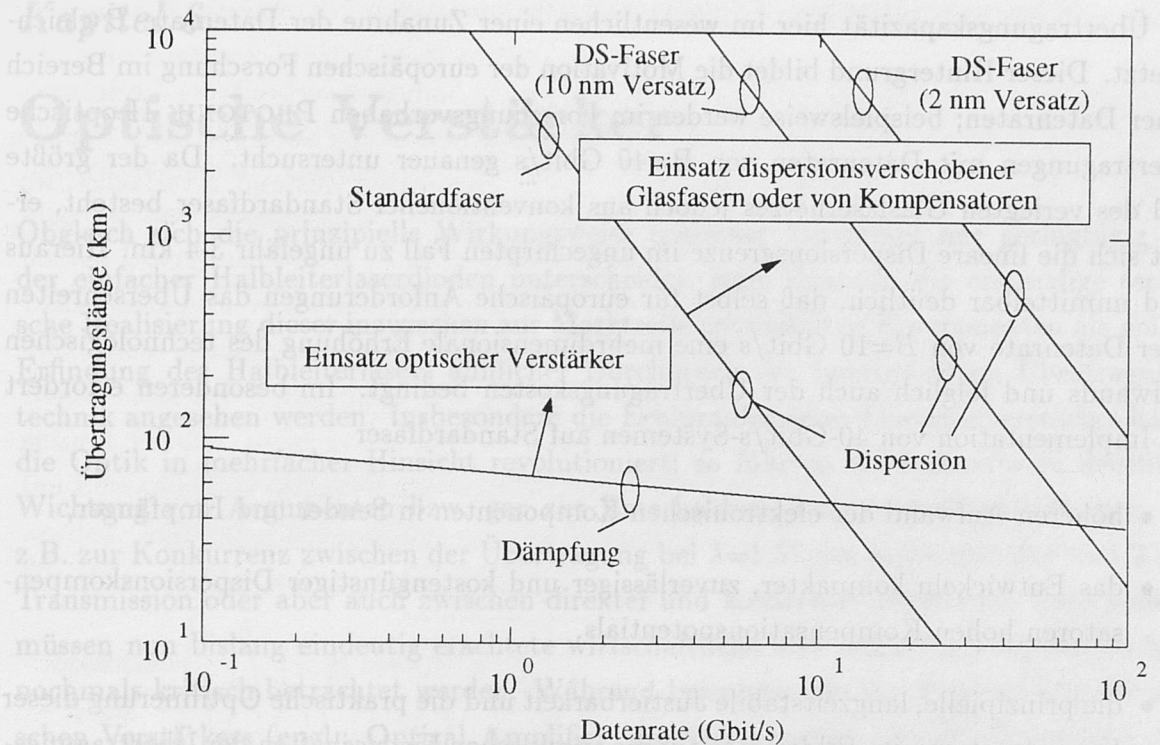


Abbildung 5.22: Dispersionsgrenzen für IM/DD-Systeme

Beschränken wir uns zunächst auf den Fall *unverstärkter* IM/DD-Systeme auf Standardfasern. Aus Abbildung 5.22 wird dann ersichtlich, daß bei einer Datenrate von 2.5 Gbit/s die maximal überbrückbare Distanz ungefähr 70 km beträgt. Durch Einsatz eines senderseitigen optischen Boosters läßt sich diese Länge weiter verschieben. So wurden in Experimenten mit repeaterfreier Übertragung auf Standardfaser Längen um 320 km bei 2.5 Gbit/s bereits überbrückt [36]. Verwendet man darüber hinaus optische Zwischenverstärker, so läßt sich die Dämpfungsbegrenzung gänzlich überwinden und die erreichbare Distanz bis auf die Dispersionsgrenze von etwa  $L_{\text{lin,IM/DD}} \approx 960$  km erhöhen. Dies bedingt jedoch im linearen IM/DD-System eine chirpfreie externe Modulation bzw. eine adäquate Optimierung des Modulatorchirps zur Kompensation des Dispersionschirps. Wird jedoch ein direkt modulierter Halbleiterlaser verwendet, dessen Linienbreitevergrößerungsfaktor im Bereich von  $\alpha_L = 2 \dots 6$  liegt, so kann sich die Dispersionsgrenze erheblich verringern und somit lediglich 10 km-20 km betragen. Eine Erhöhung der Datenrate auf 10 Gbit/s ergibt bei externer, chirpfreier Modulation eine Dispersionsgrenze von etwa 60 km. Anders als in den Vereinigten Staaten von Amerika kommt in Europa geografisch und demografisch bedingt der Realisierung hoher Verstärkerabstände lediglich eine sekundäre Rolle im Rahmen der Minimierung der Gesamtübertragungskosten zu. Vielmehr liegt die Zielvorgabe in der Bundesrepublik Deutschland beispielsweise in der Überbrückung einer Distanz von etwa 35-45 km zwischen zwei Verteilstationen. Mithin wird die Erhöhung



der Übertragungskapazität hier im wesentlichen einer Zunahme der Datenrate  $B$  gleichgesetzt. Dieser Hintergrund bildet die Motivation der europäischen Forschung im Bereich hoher Datenraten; beispielsweise werden im Forschungsvorhaben PHOTONIK II optische Übertragungen mit Datenraten von  $B=40$  Gbit/s genauer untersucht. Da der größte Teil des verlegten Glasfasernetzes jedoch aus konventioneller Standardfaser besteht, ergibt sich die lineare Dispersionsgrenze im ungechirpten Fall zu ungefähr 3-4 km. Hieraus wird unmittelbar deutlich, daß selbst für europäische Anforderungen das Überschreiten einer Datenrate von  $B=10$  Gbit/s eine mehrdimensionale Erhöhung des technologischen Aufwands und folglich auch der Übertragungskosten bedingt. Im besonderen erfordert die Implementation von 40-Gbit/s-Systemen auf Standardfaser

- höheren Aufwand der elektronischen Komponenten in Sender und Empfänger,
- das Entwickeln kompakter, zuverlässiger und kostengünstiger Dispersionskompensatoren hohen Kompensationspotentials,
- die prinzipielle, langzeitstabile Justierbarkeit und die praktische Optimierung dieser Kompensatoren im Feldeinsatz auf die spezifischen Eigenschaften der Übertragungsstrecke, was bei Datenraten um 40 Gbit/s kritisch sein wird und schließlich
- eine Kontrolle der optischen Leistungspegel, da die Wirkung faseroptischer Nichtlinearitäten die Effizienz der Dispersionskompensatoren herabsetzen kann.

Aus diesen Betrachtungen wird bereits deutlich, daß eine Standardfaser-Übertragung oberhalb von 10 Gbit/s auch in Europa ökonomisch nur sehr begrenzt sinnvoll erscheint und besonders geschickten Systemdesigns bedarf. Alternativ ermöglicht jedoch der Übergang zum Wellenlängenmultiplex die Erhöhung der Gesamtkapazität, bei vergleichbar geringerem Aufwand zur Dispersionskompensation.

Wird jedoch eine Neuverlegung dispersionsverschobener (DS-)Glasfasern in Betracht gezogen, so ergibt sich ein erheblicher Gewinn an maximal überbrückbarer Streckenlänge. Dennoch ist die genaue Distanz entscheidend vom Abstand der Sendewellenlänge zum Dispersionsminimum abhängig. In Abbildung 5.22 sind für einen Frequenzversatz von 10 nm und 2 nm die resultierenden Dispersionsgrenzen eingetragen. In praktischen Systemen ergeben sich solche Abweichungen von der idealen Transmission bei  $\lambda_{D\lambda=0}$  zum einen durch stets vorhandene Dispersionsfluktuationen sowie durch Schwankungen der Laserfrequenz. Wesentlich bedeutsamer sind in der gering-dispersiven Glasfaser jedoch die faseroptischen Nichtlinearitäten, die zu einer erheblichen spektralen Aufweitung des Signalspektrums führen können, so daß sich ebenfalls effektiv eine stärkere Dispersion auch bei Übertragung im Bereich des Dispersionsminimums einstellen kann.

## Kapitel 6

# Optische Verstärker

Obgleich sich die prinzipielle Wirkungsweise optischer Verstärker nur geringfügig von der einfacher Halbleiterlaserdioden unterscheidet, kann dennoch die erstmalige technische Realisierung dieser inzwischen zur Marktreife entwickelten Komponenten als ein zur Erfindung des Halbleiterlasers ähnlicher Durchbruch der faseroptischen Übertragungstechnik angesehen werden. Insbesondere die Erbium-dotierten Glasfaserverstärker haben die Optik in mehrfacher Hinsicht revolutioniert; so führten sie einerseits zu deutlicher Wichtung von Argumenten bzw. gar zur Entscheidung lang umstrittener Fragen, wie z.B. zur Konkurrenz zwischen der Übertragung bei  $\lambda=1.55\text{ }\mu\text{m}$  gegenüber der  $\lambda=1.3\text{ }\mu\text{m}$ -Transmission oder aber auch zwischen direkter und kohärenter Detektion. Zum anderen müssen nun bislang eindeutig erachtete wirtschaftliche und technologische Sachverhalte nochmals kritisch betrachtet werden: Während beispielsweise vor Realisierung des optischen Verstärkers (engl.: **Optical Amplifier**) die Verfügbarkeit und die Kosten schneller Elektronik den Übergang zum Wellenlängenmultiplex ab Datenraten von 10 Gbit/s quasi diktierten, ist es durch den OA möglich, eine Vielzahl elektrooptischer Regeneratoren zu ersetzen und damit den für hohe Datenraten erforderlichen Mehraufwand stark zu begrenzen. Mithin erlangt der reine Zeitmultiplex, aus dieser Perspektive betrachtet, neue Attraktivität. Darüber hinaus ist der optische Verstärker, insbesondere im ultrahohen Bitratenbereich eine der Schlüsselkomponenten zur Signalerzeugung, -wandlung und -demodulation. Gleichsam erschließt die große Verstärkungsbandbreite dieser Komponenten jedoch auch die Glasfaser für die simultane Übertragung einer Vielzahl von WDM-Kanälen, die nun nicht mehr individuell regeneriert werden müssen, sondern prinzipiell voll optisch-transparent verstärkt werden können. Neben der Überwindung der bestehenden Dämpfungsgrenzen werden durch die optischen Verstärker jedoch auch neue Störgrößen eingeführt, deren Kontrolle ein spezifisches Design optisch-zwischenverstärkter Systeme bedingt.

In den folgenden Kapiteln wollen wir die physikalischen Grundlagen, die technologischen Realisierungsmöglichkeiten und einige wichtige, grundlegende Eigenschaften optischer Verstärker vorstellen. Desweiteren werden Modelle zur Quantifizierung des degradierenden Rauschens optischer Verstärker untersucht.



### 6.1 Physikalische Grundlagen

Am einfachsten lässt sich der optische Verstärker als ein homogen verbreitetes Zweiniveausystem modellieren (siehe Abbildung 6.1). Durch *elektrisches* oder auch *optisches Pumpen* werden Ladungsträger vom Grundzustand 1 in den angeregten Zustand 2 verlagert, wodurch die zum Betrieb erforderliche *Populationsinversion* aufgebaut wird. Es gilt dann

$$N_2 > N_1, \tag{6.1}$$

wobei  $N_i$  die Anzahl der Ladungsträger des Zustands  $i$  bezeichnet.

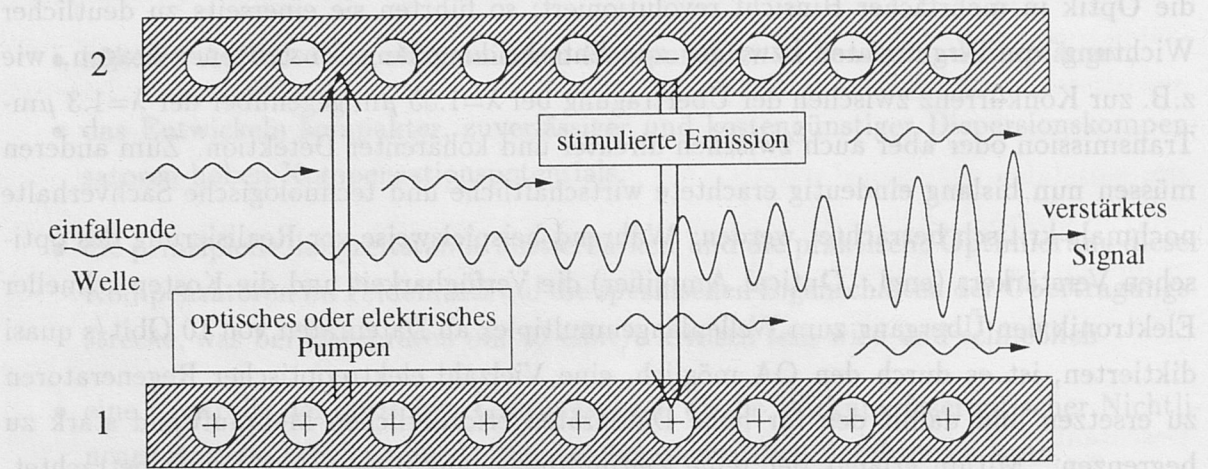


Abbildung 6.1: Modellierung des optischen Verstärkers als Zweiniveausystem

Propagiert nun das optische Signal durch ein derartig invertiertes System, so erfolgt ein stimuliertes Absaugen von Elektronen des angeregten Zustands durch die einfallende Signalwelle, die zu einer Verstärkung letzterer führt. Es ist offensichtlich, daß die spezifische Verstärkung eine Funktion der optischen Signalkreisfrequenz  $\omega$  und der Höhe des einfallenden optischen Leistungspegels ist. In Analogie zum Laser ergibt sich für den OA im Rahmen dieser einfachen Zweiniveaumodellierung eine lorentzlinienförmige Frequenzabhängigkeit des Gewinnkoeffizienten  $g(\omega)$  (engl.: Gain Coefficient) [37], gemäß

$$g(\omega) = \frac{g_0}{1 + (\omega - \omega_{12})^2 \cdot T_{\text{rel}}^2}, \tag{6.2}$$

wobei  $g_0$  der maximale Gewinnkoeffizient,  $\omega_{12}$  die dem Übergang beider diskreter Niveaus entsprechende optische Kreisfrequenz und  $T_{\text{rel}}$  die sogenannte *Dipolrelaxationszeit* ist. Letztere beträgt bei optischen Halbleiterlaserdiodenverstärkern ungefähr 0.1 ps...1 ns, woraus sich mit Gleichung (6.2) eine maximale 3 dB-Verstärkungsbandbreite von ungefähr  $\Delta\omega_{\text{OA}} \approx 24 \text{ nm} \dots 50 \text{ nm}$  ergibt. Aufgrund dieser großen Bandbreite ist prinzipiell

das erste Kriterium zur simultanen optischen Verstärkung mehrerer Kanäle oder eines ultra-hochratigen TDM-Kanals erfüllt.

Bei zunehmender optischer Signalleistung bzw. bei Zunahme der Anzahl der pro Zeiteinheit einfallenden Signalphotonen wächst auch die Anzahl der vom Zustand  $N_2$  stimuliert abgezogenen Photonen an. Da ein Photon eine begrenzte Zeit benötigt, um den strahlenden Übergang von  $N_2$  zum Grundzustand  $N_1$  zu vollziehen, erfolgt der Nachschub von Ladungsträgern vom Zustand 1 nach 2 bei Überschreiten gewisser maximaler Signalpegel nicht mehr schnell genug – es kommt zu einer Abnahme der Verstärkung. Um diese obere Begrenzung der einfallenden Signalleistung zu höheren Pegeln zu verschieben, muß dafür gesorgt werden, mehr Ladungsträger pro Zeiteinheit vom Grundzustand in den angeregten Zustand zu transportieren. Dies kann durch Erhöhen der Pumpleistung  $P_{\text{pump}}$  erzielt werden. Mathematisch läßt sich der physikalische Zusammenhang durch Erweiterung von Gleichung (6.2) wie folgt beschreiben [37]

$$g(\omega) = \frac{g_0}{1 + (\omega - \omega_{12})^2 \cdot T_{\text{rel}}^2 + P_{\text{in}}/P_{\text{sat}}^{\text{in}}}. \quad (6.3)$$

Wie ersichtlich, ergibt sich eine 3 dB-Verringerung des Gewinnkoeffizienten  $g(\omega)$  bei der Übergangskreisfrequenz

$$\omega_{\text{OA}} := \frac{1}{T_{\text{rel}}} + \omega_{12} \quad (6.4)$$

und einer optischen Sättigungseingangsleistung von  $P_{\text{in}} = P_{\text{sat}}^{\text{in}}$ .

Als makroskopische Beschreibungsgröße des optischen Verstärkers wird jedoch nicht der Gewinnkoeffizient  $g(\omega)$ , sondern vielmehr der Gewinn  $G_{\text{OA}}(\omega)$  (engl.: Gain) verwendet. Um den Zusammenhang beider Parameter zu ermitteln, führen wir einige Umformungen durch: Die Ausbreitung der Signalwelle im optischen Verstärker ist in Analogie zur linearen, dämpfungsbehafteten Glasfaser durch nachstehende Differentialgleichung beschreibbar

$$\frac{dP}{dz} = g \cdot P, \quad (6.5)$$

wobei anstelle des Dämpfungskoeffizienten  $\alpha$  nun der Gewinnkoeffizient  $g$  tritt. Durch Integration über die Länge des Verstärkers  $L_{\text{OA}}$  erhalten wir

$$P(L) = P(0) \cdot \exp(gL_{\text{OA}}) := G_{\text{OA}} \cdot P(0). \quad (6.6)$$

wobei  $P(z=0) = P_{\text{in}}$  gilt. Üblicherweise wird jedoch die Sättigungsausgangsleistung des Verstärkers  $P_{\text{sat}}^{\text{out}}$  (engl.: Saturation Output Power), gemessen am 3 dB-Abfall des makroskopischen Gewinns  $G_{\text{OA}}$ , zur Charakterisierung eines optischen Verstärkers angegeben. Mit den Gleichungen (6.3) und (6.6) erhalten wir den Zusammenhang



$$P_{\text{sat}}^{\text{out}} = \frac{G_0 \cdot \ln 2}{G_0 - 2} \cdot P_{\text{sat}}^{\text{in}}, \quad (6.7)$$

wobei  $G_0$  den maximalen Gewinn bei  $\omega = \omega_{12}$  angibt.

## 6.2 Technische Realisierung

### 6.2.1 Halbleiterlaserdiodenverstärker

Ogleich die Forschung an Halbleiterlaserdiodenverstärkern (engl.: **Semiconductor-Laser Amplifiers**) bereits 1962 begann, erreichten diese Komponenten erst Mitte der achtziger Jahre einen Reifestand, der dem Einsatz in realen optischen Übertragungssystemen genügte. Die zugrunde liegenden Schwierigkeiten sollen im nachfolgenden Abschnitt näher erläutert werden.

Ausgenutzt wird beim SLA die Tatsache, daß der elektrisch-gepumpte Halbleiterlaser dicht unterhalb der Schwelle betrieben inhärent als optischer Verstärker wirkt. Aufgrund der Reflektion an den Spiegelfacetten erfolgt die Verstärkung jedoch lediglich in einem sehr geringen Bandbreitenbereich, mit typischen Bandbreiten von unter 10 GHz, wobei der genaue Wert von der Finesse des Laserresonators sowie entscheidend vom Arbeitspunkt abhängig ist. Solch ein Verstärker wäre weder für Mehrkanalsysteme noch für hochdatenratige Systeme geeignet. Um einen breitbandigen Verstärker zu erhalten, ist folglich eine gezielte Störung der Resonatorstruktur notwendig. Eine Möglichkeit hierzu ist das Entspiegeln der Endflächen, wodurch man einen Wanderwellenverstärker (engl.: **Traveling-Wave Amplifier**) erhält. Dies ist jedoch nicht trivial; vielmehr stellt die Realisierung reflektionsarmer Facetten eine technologische Herausforderung dar. Um einen vom Einfluß der diskreten Resonatormoden nahezu unabhängigen Verstärkergewinn zu erhalten, dessen Schwankungen unterhalb von 1 dB liegen, muß folgende Bedingung erfüllt sein [38]

$$G_{\text{OA}} \cdot \sqrt{R_1 R_2} \stackrel{!}{\leq} 0.17, \quad (6.8)$$

wobei  $G_{\text{OA}}$  der Verstärkergewinn und  $R_i$  die Reflektivität des  $i$ -ten Spiegels ist. Bei Gültigkeit dieser Ungleichung ist die Frequenzabhängigkeit von  $G_{\text{OA}}(\omega)$  im wesentlichen einzig durch das inhärente Gewinnspektrum des Lasermediums, nicht jedoch des Resonators gegeben.

Berücksichtigt man, daß durch das Aufbringen von Antireflectionsschichten Werte unterhalb von  $R_i \approx 0.1\%$  nur mit erheblich hohem Aufwand zu erreichen sind, so wird deutlich, daß die Herstellung von SLAs mit einem Gewinn oberhalb von  $G_{\text{OA}}=10$  dB außerordent-

Dies ist für viele praktische Systeme unzureichend. Auch durch entsprechendes Komponentendesign konnte die Sättigungsausgangsleistung moderner SLAs nur auf lediglich 15 mW gesteigert werden, was erheblich unter dem mit Faserverstärkern erreichbaren Gewinn liegt (siehe unten).

- *Starke Polarisationsabhängigkeit*

Die starke Polarisationsabhängigkeit der SLAs resultierte aus den unterschiedlichen Wellenführungseigenschaften des Lasers, die sich in Standardkomponenten in einem Gewinnunterschied von mehr als 5 dB zwischen den beiden orthogonalen Moden bemerkbar machen kann. Mit Hilfe adäquaten Designs, wie beispielsweise durch Verspannen der Kristallstruktur, lassen sich jedoch Gewinndifferenzen unterhalb von 1 dB bei heutigen SLAs realisieren.

- *Geringe Fluoreszenzzeit*

Ein weiterer inhärenter Nachteil des SLA besteht in der geringen Fluoreszenzdauer (auch Populationsrelaxationszeit). Diese entspricht der für die Transition zwischen dem angeregten und dem Grundzustand benötigten Zeit und beträgt lediglich etwa 100 ps. Für optische Übertragungssysteme mit Datenraten unterhalb von 10 Gbit/s kann demnach der Gewinn des SLA nicht als konstant angesehen werden; vielmehr beeinträchtigen dynamische Effekte die störungsfreie Übertragung moderater Datenraten. Insbesondere Analogübertragungssysteme sind hiervon entscheidend in ihrer Performance betroffen. Aufgrund des hohen Interesses der Industrie an dieser Art der Datenübertragung, läßt sich die nur sehr eingeschränkte Marktdurchdringung der SLAs insbesondere diesem Schwachpunkt zuweisen.

- *Hohe Koppelverluste*

Die Ankopplung des SLAs an die Glasfaser ist zwangsläufig mit einem Indexsprung und einem entsprechenden Verlust behaftet. Die effiziente Einkopplung der ohnehin leistungsschwachen Signalwelle von der ankommenden Glasfaser in die aktive Zone wird desweiteren durch die angeschrägten Facetten erschwert. Die hierbei auftretenden Koppelverluste liegen in jedem Fall höher als etwa 2 dB pro Facette. Diese Verluste lassen sich unmittelbar in eine erhöhte Rauschzahl umrechnen<sup>1</sup>, wodurch der Einsatz von Faserverstärkern dem von SLAs zumindest in optisch-zwischenverstärkten Langstreckensystemen eindeutig vorzuziehen ist. Zwar läßt sich theoretisch die Ankopplung der SLAs an die Glasfasern durch Taperstrukturen verbessern; gleichsam ergeben sich jedoch Probleme der Langzeitstabilität derartiger Verkopplungen.

---

<sup>1</sup>siehe hierzu auch die Umrechnung der Faserdämpfung in eine entsprechende Rauschzahl in Kapitel 6.3.2



lich schwierig ist. Das Überschreiten dieser Grenze ist jedoch sowohl im Hinblick auf den Einsatz von SLAs als optische Zwischenverstärker, wie auch bezogen auf die Nutzung dieser Komponente zur Signalwandlung - und -demodulation von entscheidender Bedeutung. Das Erreichen der hier geforderten Gewinne im Bereich von 30 dB erfordert folglich zusätzliche Maßnahmen und mithin ein komplizierteres Design der SLAs. Abbildung 6.2 zeigt die typische Struktur moderner Halbleiterlaserdiodenverstärker. Zur Minimierung der Rückstreuung der Signalwelle an den Endflächen werden hierbei neben der Entspiegelung die Laserfacetten verkippt zur aktiven Zone des SLAs angeordnet. Ferner werden an beiden Enden sogenannte *Fenster-Regionen* (engl: Window Regions) designt, da beim Übergang vom Wellenleiter der aktiven Zone in ein solches Fenster eine Aufweitung des Strahls erfolgt, was zusätzlich die Rückstreuung mindert.

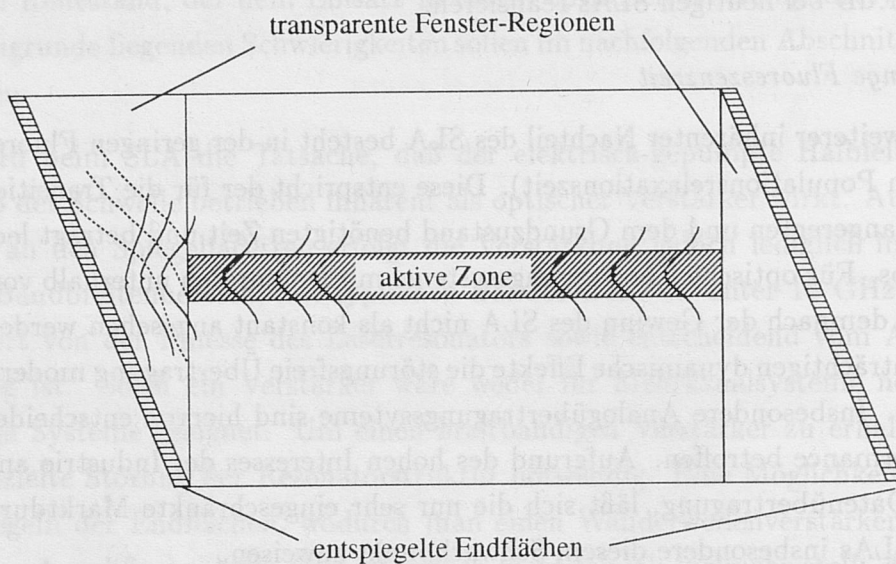


Abbildung 6.2: Struktur moderner Halbleiterlaserdiodenverstärker

Die Euphorie bezüglich der ersten Halbleiterlaserdiodenverstärker war jedoch durch nachfolgend aufgeführten Schwachpunkte der Performance entscheidend gemindert:

- *Zu geringe Sättigungsausgangsleistung*

Bei der Herstellung komplizierterer SLA-Strukturen lassen sich 3 dB-Bandbreiten von über 50 nm erreichen, was prinzipiell eine Mehrkanalübertragung ermöglicht. Ein wesentlicher Nachteil erster SLAs bestand jedoch in der sehr geringen optischen Sättigungsausgangsleistung, die Werte unterhalb von  $P_{\text{sat}}^{\text{out}} = 10 \text{ mW}$  annahm. Während dies für die Übertragung eines optischen Kanals noch ausreichend ist, bedeutet diese geringe Leistungsdynamik eine deutliche Einschränkung in WDM-Mehrkanalsystemen. Bei gleichzeitiger Übertragung von 10 optischen Kanälen müßte beispielsweise die Leistung pro Kanal bereits unter  $P_{\text{in}} = 0 \text{ dBm}$  betragen.

- *Übersprechen aufgrund nichtlinearer Charakteristiken*

Als schwerwiegendster Nachteil im Hinblick auf den Einsatz als Zwischenverstärker muß schließlich das nichtlineare Verhalten des Laserverstärkers aufgeführt werden. Wie sich anhand der Betrachtung der Ratengleichungen des Halbleiterlasers [39] zeigen läßt, geht in die Ladungsträgergleichung die gesamte im SLA propagierende optische Leistung ein. Diese ergibt sich als das Betragsquadrat des elektrischen Gesamtfeldes  $E_{\text{tot}}$ , das wie folgt aus den elektrischen Teilfeldern der individuellen Kanäle zusammengesetzt werden kann

$$E_{\text{tot}} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{N_{\text{ch}}} \{A_i \exp(-j\omega_i t) + c.c.\}, \quad (6.9)$$

wobei  $N_{\text{ch}}$  die Anzahl der Kanäle ist,  $A_i$  die langsam-oszillierende Feldamplitude des  $i$ -ten Kanals und  $c.c.$  den konjugiert komplexen Anteil bezeichnen. Bildet man nun das Betragsquadrat von Gleichung (6.9), so ergeben sich neben den Leistungen der einzelnen optischen Kanäle auch Mischterme der kohärent miteinander interferierenden Träger. Diese zeitabhängigen Schwebungen der propagierenden Kanäle überträgt sich auf entsprechende Modulationen der Ladungsträgeranzahl, die sich wiederum in einer Modulation der Brechzahl innerhalb des Wanderwellenverstärkers und des Gewinns bemerkbar macht und so schließlich die Ausbreitung der Felder durch Streuung der Energie an den aufgebauten Indexgittern beeinflusst. Durch diese Kette von Auswirkungen kommt es zu einem Übersprechen zwischen den einzelnen WDM-Kanälen, das sich verschlechternd auf die Systemperformance auswirkt.

Während der eben beschriebene Effekt durch Erhöhung des Kanalabstands  $\Delta f_{\text{ch}}$  reduzierbar ist, da die Ladungsträger der dann höheren Schwebungsfrequenzen schlechter folgen können, ist der zweite wichtige nichtlineare Effekt im SLA vom Kanalabstand (nahezu) unabhängig: Da die Leistung  $P$  sich aus dem zeitlich-dynamischen Betragsquadrat aller Einzelfelder berechnet, hängt die Gewinnsättigung des  $i$ -ten Kanals von der augenblicklichen Überlagerung aller Kanäle ab. In amplitudenmodulierten Systemen kommt es somit zu einer gegenseitigen Modulation des Gewinns, die als Übersprechen die Systemperformance stark beeinträchtigen kann. Dieser Effekt wird als Kreuzgewinnsättigung (engl.: Cross-Gain Saturation) (XGS) bezeichnet.

Aus dieser Aufzählung wird deutlich, daß der SLA für den Einsatz als Zwischenverstärker in faseroptischen Übertragungssystemen aufgrund des dynamischen Gewinns, der hohen Ankoppelverluste und des nichtlinearen Verhaltens nur begrenzt geeignet erscheint. Dennoch lassen sich gerade die nichtlinearen Eigenschaften in Kombination mit der sehr



schnellen Reaktionszeit des SLA auch gezielt zur Realisierung wesentlicher Logik- und Signalwandlungsfunktionen ausnutzen, wie beispielsweise zur Optischen Phasenkonjugation<sup>2</sup>, zur Frequenzumsetzung oder zur Demodulation ultra-hoher TDM-Kanäle, so daß der Halbleiterlaserdiodenverstärker sicherlich eine Schlüsselkomponente zukünftiger optischer Netze sein wird.

## 6.2.2 Faserverstärker

Bereits im Jahre 1965 wurde theoretisch gezeigt, daß sich durch optisches Pumpen eines mit der seltenen Erde Erbium dotierten Glaslasers eine stimulierte Emission in dem für die optische Nachrichtenübertragung wichtigen Wellenlängenbereich von  $\lambda=1.55 \mu\text{m}$  erreichen läßt [40]. Prinzipiell könnte man eine solche Komponente durch Entspiegeln der Facetten auch als Verstärker einsetzen; es ergäben sich jedoch ähnliche Problemen wie bei dem im letzten Abschnitt vorgestellten elektrisch-gepumpten Halbleiterlaserdiodenverstärker. Um Verbesserung zu erzielen, wäre ein Übergang von der diskreten Resonatorstruktur zu einer verteilten faseroptischen Konfiguration aus mehreren Gründen sinnvoll: So könnten beispielsweise die Koppelverluste deutlich verringert werden und auch das Problem der Realisierung geringer Reflektionsgrade umgangen werden. Bedingt durch technologische Schwierigkeiten konnte der erste Erbium-dotierte Glasfaserlaser jedoch erst 1986 experimentell realisiert werden und der erste *Erbium-dotierte Faserverstärker* (engl.: **Erbium-Doped Fiber Amplifier**) erst 1987. In den letzten Jahren sind die Technologien zur Herstellung dämpfungsarmer Erbium-dotierter Wellenleiter deutlich verbessert worden und EDFAs zu einer zuverlässigen, kommerziell erhältlichen Standardkomponente moderner System(experiment)e geworden, so daß bereits 1996 das erste rein optisch-transparente Langstreckenübertragungssystem mit Erbium-dotierten Faserzwischenverstärkern im Pazifik von AT&T und Partnern installiert werden kann. Im folgenden Abschnitt wollen wir die Wirkungsweise des EDFAs vorstellen und verdeutlichen, warum sich dieser optische Verstärkertyp, im Gegensatz zum SLA, besonders für den Einsatz in praktischen faseroptischen Systemen eignet.

<sup>2</sup>siehe Kapitel 11.3.5

Die prinzipielle Konfiguration eines Erbium-dotierten Faserverstärkers ist in Abbildung 6.3 gezeigt. Zunächst wird das modulierte optische Signal in einem WDM-Koppler der leistungsstarken Welle des optischen Pumpasers überlagert. Letzterer bildet eine Schlüsselkomponente des EDFAs und bestimmt im wesentlichen die maximal erreichbare Verstärkung sowie die Sättigungsausgangsleistung. Das Design dieser Pumpaser bildet, insbesondere unter dem Gesichtspunkt der Langzeitstabilität, einen Schwerpunkt derzeitiger Forschung. Durch Verwendung besonders leistungsstarker Pumpquellen wurden in Labor-experimenten bereits EDFA-Sättigungsausgangsleistungen von  $P_{\text{sat}}^{\text{out}} = +27$  dBm erreicht.

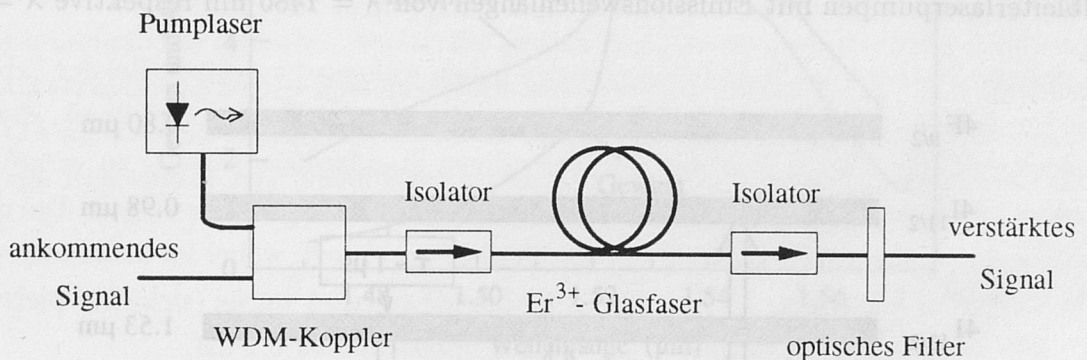


Abbildung 6.3: Prinzipieller Aufbau eines Erbium-dotierten Faserverstärkers

Der eigentliche Energietransfer vollzieht sich im nun folgenden Segment Erbium-dotierter Silicafaser. Hierbei regt die Energie des Pumpstrahls den Übergang von Ladungsträgern vom Grund- in einen angeregten Zustand an (siehe Abbildung 6.1). Wie beim Halbleiterlaser erfolgt die Verstärkung durch stimulierte Emission. Die Länge dieser Erbiumfaser liegt üblicherweise im Bereich von 10-25 m. EDFAs sind folglich – im Gegensatz zu Halbleiterlaserdiodenverstärkern – *nicht* integrierbar. Um das Auftreten von Oszillationen im verstärkten System sowie rückwärtspropagierendes Verstärkerrauschen zu unterdrücken, welches bereits eingangseitig zu einer Sättigung und folglich zu einer Degradation des Rauschverhaltens führen würde, werden zusätzlich Isolatoren in den Verstärker eingebracht.

Diese Konfiguration kann durch eine weitere, ausgangsseitige optische Pumpquelle erweitert werden, deren Pumpsignal entgegen der Propagationsrichtung des Signals eingespeist würde, wobei die Isolatoren entsprechend zu positionieren wären. Dadurch lassen sich zu einem höheren Sättigungsleistung erreichen und zugleich das Rauschverhalten verbessern, da hier der im Falle einseitigen Pumpens ausgangsseitig auftretenden Schwächung der Populationsinversion aufgrund zunehmender Signalamplitude durch die zweite Pumpe entgegengewirkt werden kann. Wie an späterer Stelle deutlich wird, ist gerade die Minimierung des Verstärkerrauschens eines der wesentlichen Kriterien zum Aufbau zukünftiger optisch-transparenter Kommunikationsnetze.



Wir wollen nun die verschiedenen Möglichkeiten des optischen Pumpens näher betrachten. Hierzu ist in Abbildung 6.4 das Energieniveaudiagramm für  $Er^{3+}$  in Silicagläsern dargestellt. Während die Übergangsenergien ausschließlich von der seltenen Erde determiniert sind und vom Trägermaterial *Silizium* unabhängig sind, führt die Einbettung des Erbium in der amorphen Struktur der Quarzglasfaser zu einer Verbreiterung der diskreten atomaren  $Er^{3+}$ -Übergänge zu Bändern. Aus der Vielzahl von Energieniveaus können neben dem Grundzustand das 1530 nm- und das 980 nm-Pumpband als angeregter Zustand genutzt werden. Die Attraktivität dieser Bänder beruht auf der Verfügbarkeit von Halbleiterlaserpumpen mit Emissionswellenlängen von  $\lambda = 1480$  nm respektive  $\lambda = 980$  nm.

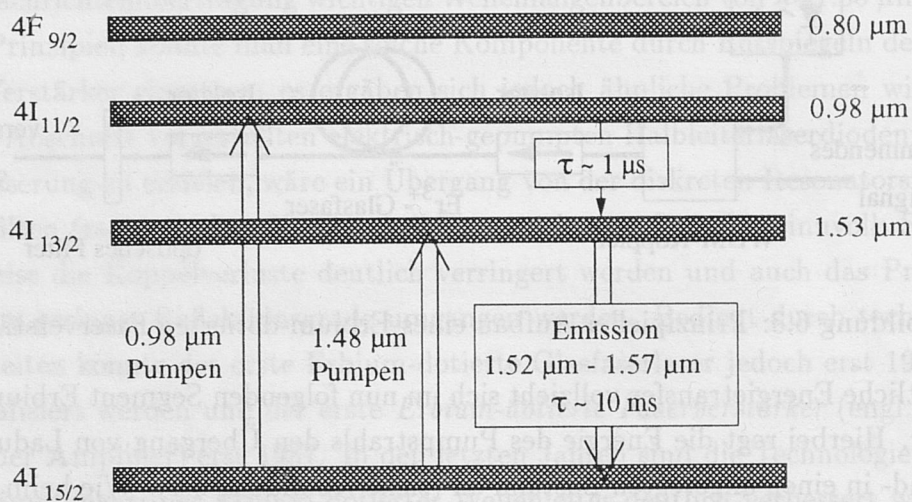


Abbildung 6.4: Energieniveaudiagramm von  $Er^{3+}$  in Silicagläsern

Aus Abbildung 6.4 wird ersichtlich, daß für den Erbium-dotierten Faserverstärker die eingangs vorgestellte, simplifizierte Modellierung als Zweiniveausystem bei 980 nm-Pumpen auf ein Dreiniveausystem erweitert werden muß. Bei genauerer Betrachtung zeigt sich ferner, daß ebenfalls beim 1480 nm-Pumpen diese Erweiterung strenggenommen erforderlich ist, da es in diesem Fall zu Intrabandübergängen im angeregten Zustand kommt. Diese Übergänge können als Transitionen zwischen eingeführten quasi-diskreten Zwischenniveaus des 1480 nm-Bandes modelliert werden. Die Folge ist, daß die genauen EDFA-Gewinncharakteristika von der einfachen Lorentzlinienform nach Gleichung (6.2) bzw. (6.3) abweichen. Zudem findet eine weitere Beeinflussung der Verstärkungseigenschaften durch die im Faserkern enthaltenen Kodotierungsstoffe wie Germanium oder auch Aluminium statt.

Die sich ergebenden typischen Absorptions- und Emissionsspektren des EDFA sind in Abbildung 6.5 gezeigt. Es ergibt sich eine *Doppelppeakstruktur* mit Emissionsspitzen bei einer

Wellenlänge von  $\lambda = 1530$  nm und bei  $\lambda = 1550$  nm. Die am maximalen Emissionspeak gemessene 3 dB-Bandbreite des Verstärkers beträgt, wie erläutert, über 10 nm.

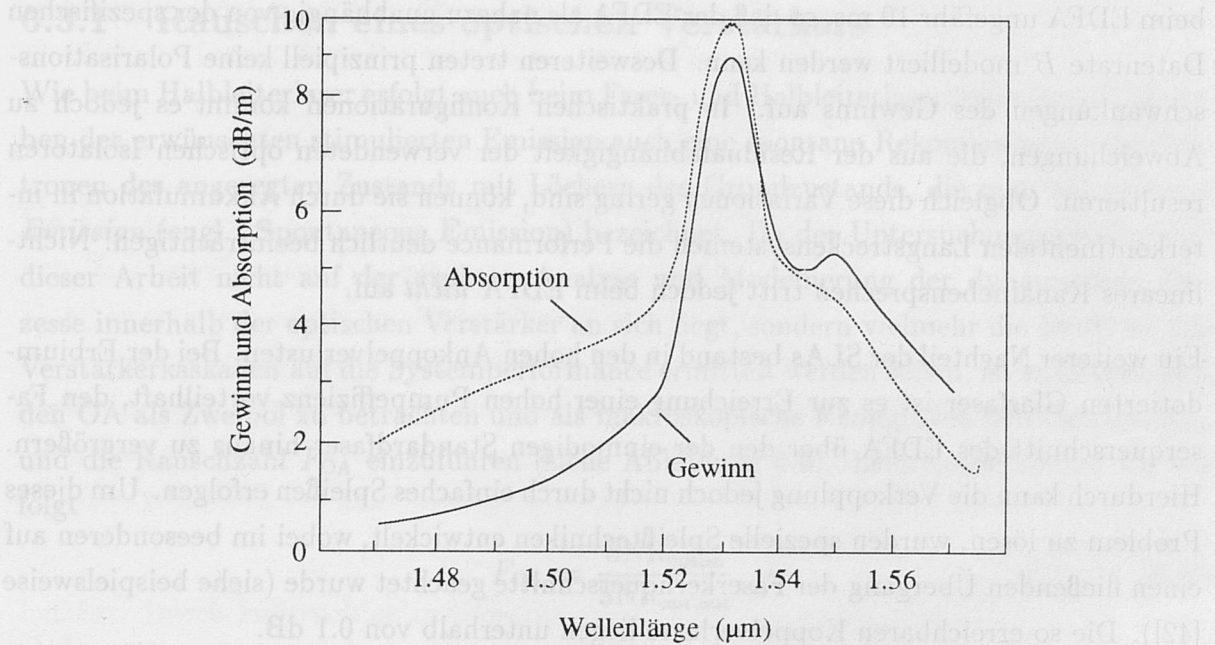


Abbildung 6.5: Prinzipieller Verlauf der Emissions- und Absorptionsspektren des EDFA

Bei Sättigungsbetrieb, für den  $P_{\text{out}} \approx P_{\text{sat}}^{\text{out}}$  gilt, nimmt die absolute Verstärkung  $G_{\text{OA}}$  ab, gleichsam vergrößert sich jedoch der Bereich konstanter Verstärkung auf etwa 35 nm. Durch diese außerordentlich hohe Bandbreite wird die WDM-Mehrkanalübertragung ermöglicht. Es sei jedoch darauf hingewiesen, daß aufgrund der Kaskadierung einer Vielzahl von Verstärkerelementen sich die effektiv nutzbare Bandbreite im Extremfall auf einen Bruchteil der Bandbreite eines isolierten, gesättigten Verstärkers reduzieren kann. Dieser Effekt wird an späterer Stelle noch genauer untersucht.

Durch Optimierung der Pumpquelle und deren Einkopplung sowie der Länge der Erbium-dotierten Glasfaser lassen sich beim EDFA Gewinne im Bereich von 30 dB-40 dB, bei Sättigungsausgangsleistungen oberhalb von  $P_{\text{sat}}^{\text{out}} = +10$  dBm erreichen. Die bislang maximal in der Literatur veröffentlichte Sättigungsleistung beträgt +27 dBm. Das Erreichen derartig hoher Pegel bedarf jedoch der Verwendung spezieller Hochleistungs-YAG-Pumplaser [41], was sich unmittelbar aus den realisierbaren Konversionseffizienzen von etwa 25% von Pump- zu Signalwelle ersehen läßt. Prinzipiell können Glasfaserverstärker jedoch so designt werden, daß mit entsprechend hohen Pumpleistungen optische Ausgangsleistungen von mehreren 100 mW (20 dBm) erreichbar sind. Derartige OAs können senderseitig als optische Leistungsverstärker (engl.: Power Amplifier oder Booster) eingesetzt werden, welche die Schlüsselkomponenten für repeaterfreie Übertragungssysteme sind.



Neben der Bandbreite und der Ausgangsleistung ist ebenfalls die Gewinndynamik von Bedeutung. Im Gegensatz zum Halbleiterlaserdiodenverstärker beträgt die Fluoreszenzzeit beim EDFA ungefähr 10 ms, so daß der EDFA als nahezu unabhängig von der spezifischen Datenrate  $B$  modelliert werden kann. Desweiteren treten prinzipiell keine Polarisationschwankungen des Gewinns auf. In praktischen Konfigurationen kommt es jedoch zu Abweichungen, die aus der Residualabhängigkeit der verwendeten optischen Isolatoren resultieren. Obgleich diese Variationen gering sind, können sie durch Akkumulation in interkontinentalen Langstreckensystemen die Performance deutlich beeinträchtigen. Nicht-lineares Kanalnebensprechen tritt jedoch beim EDFA *nicht* auf.

Ein weiterer Nachteil der SLAs bestand in den hohen Ankoppelverlusten. Bei der Erbium-dotierten Glasfaser ist es zur Erreichung einer hohen Pumpeffizienz vorteilhaft, den Faserquerschnitt des EDFA über den der einmodigen Standardfaser hinaus zu vergrößern. Hierdurch kann die Verkopplung jedoch nicht durch einfaches Spleißen erfolgen. Um dieses Problem zu lösen, wurden spezielle Spleißtechniken entwickelt, wobei im besonderen auf einen fließenden Übergang der Faserkernquerschnitte geachtet wurde (siehe beispielsweise [42]). Die so erreichbaren Koppelverluste liegen unterhalb von 0.1 dB.

Zusammenfassend können wir feststellen, daß sich der Erbium-dotierte Faserverstärker aufgrund

- hoher Sättigungsleistung,
- geringer Polarisationsabhängigkeit,
- hoher Fluoreszenzzeit,
- geringer Ankoppelverluste und
- rein linearen Verhaltens

herausragend für den Einsatz als Booster- und Zwischenverstärker in optischen Übertragungssystemen eignet.

Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, daß mit der seltenen Erde Praesodymium dotierte Faserverstärker, die prinzipiell Verstärkung im Wellenlängenbereich um  $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$  ermöglichen, derzeit Gegenstand intensiver Forschung sind. Obgleich auch hier deutliche Fortschritte erzielt wurden, ist es unwahrscheinlich, daß diese Komponenten die Leistungsfähigkeit von EDFAs hinsichtlich Gewinn und Sättigungsleistung erreichen werden. Dennoch zeichnet sich auch hier die praktische Verwendbarkeit in zukünftigen Systemen bei  $\lambda \approx 1.3 \mu\text{m}$  ab, so daß die Kapazitätsbegrenzung der Faserdämpfung im gesamten Übertragungsbereich der Glasfaser überwindbar ist.

## 6.3 Spontanes Emissionsrauschen

### 6.3.1 Rauschen eines optischen Verstärkers

Wie beim Halbleiterlaser erfolgt auch beim Faser- und Halbleiterlaserdiodenverstärker neben der erwünschten stimulierten Emission auch eine spontane Rekombination von Elektronen des angeregten Zustands mit Löchern des Grundzustands, die man als *spontane Emission* (engl.: **S**pontaneous **E**mission) bezeichnet. Da der Untersuchungsschwerpunkt dieser Arbeit nicht auf der exakten Analyse und Modellierung der dynamischen Prozesse innerhalb der optischen Verstärker an sich liegt, sondern vielmehr die Einflüsse von Verstärkerkaskaden auf die Systemperformance ermittelt werden sollen, ist es zweckmäßig den OA als Zweipol zu betrachten und als makroskopische Kenngrößen den Gewinn  $G_{OA}$  und die Rauschzahl  $F_{OA}$  einzuführen (siehe Abbildung 6.6). Letztere definieren wir wie folgt

$$F_{OA} := \frac{SNR_{opt,in}}{SNR_{opt,out}}, \quad (6.10)$$

wobei  $SNR_{opt,in}$  und  $SNR_{opt,out}$  das optische Signal-Rauschverhältnis am Eingang respektive am Ausgang des Verstärkers, bei eingangsseitigen Quantenrauschen angeben.

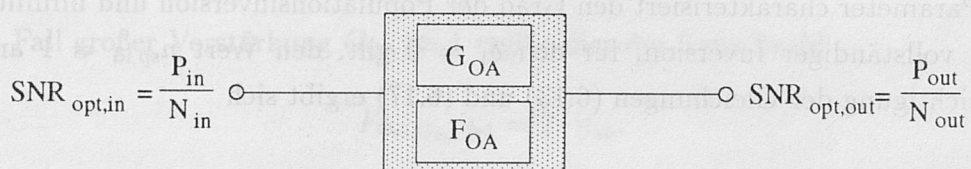


Abbildung 6.6: Modellierung des optischen Verstärkers als Zweipol

Anstelle der optischen Leistungen können wir auch die zur Leistung proportionale Anzahl der Signal- bzw. Rauschphotonen,  $S$  respektive  $N$ , betrachten. Die einzelnen Größen stehen in folgendem bekannten Zusammenhang [43]

$$S_{out} = S_{in} \cdot [1 + B_{21} \cdot \{\delta_2 \cdot (1 - \delta_1)\} - B_{12} \cdot \{\delta_1 \cdot (1 - \delta_2)\}] \quad (6.11)$$

$$N_{out} = N_{in} + A_{21} \cdot \delta_2 (1 - \delta_1), \quad (6.12)$$

wobei die Indizes *in* und *out* die Eingangs- respektive die Ausgangsgrößen bezeichnen,  $\delta_i$  die Besetzungswahrscheinlichkeit des  $i$ -ten Zustand ist und  $B_{12}$ ,  $B_{21}$  und  $A_{21}$  respektive die Einsteinkoeffizienten der stimulierten Absorption, der stimulierten Emission und der spontanen Emission sind, die in folgendem Verhältnis zueinander stehen

$$B_e := B_{12} = B_{21} = A_{21}. \quad (6.13)$$



Mithin vereinfacht sich die Gleichung der Signalphotonen zu

$$S_{\text{out}} = S_{\text{in}} [1 + B_e \cdot (\delta_2 - \delta_1)]. \quad (6.14)$$

Berücksichtigen wir ferner, daß gilt

$$G_{\text{OA}} := \frac{S_{\text{out}}}{S_{\text{in}}} \implies S_{\text{out}} = G_{\text{OA}} \cdot S_{\text{in}}, \quad (6.15)$$

so ergibt ein Vergleich von (6.15) und (6.11) den Zusammenhang

$$(G_{\text{OA}} - 1) = B_e \cdot (\delta_2 - \delta_1). \quad (6.16)$$

Als wichtige Größe führen wir nun in Analogie zur Modellierung des Halbleiterlasers den sogenannten *Inversionsfaktor*  $n_{\text{sp}}$ <sup>3</sup> wie folgt ein

$$n_{\text{sp}} := \frac{\delta_2 \cdot (1 - \delta_1)}{\delta_2 - \delta_1}. \quad (6.17)$$

Dieser Parameter charakterisiert den Grad der Populationsinversion und nimmt im idealen Fall vollständiger Inversion, für den  $\delta_1 = 0$  gilt, den Wert  $n_{\text{sp,id}} = 1$  an. Unter Berücksichtigung der Gleichungen (6.13) und (6.17) ergibt sich

$$A_{21} \cdot \delta_2 (1 - \delta_2) = B_e \cdot \delta_2 (1 - \delta_2) \quad (6.18)$$

$$= B \cdot (\delta_2 - \delta_1) \cdot \frac{\delta_2 \cdot (1 - \delta_1)}{\delta_2 - \delta_1} \quad (6.19)$$

$$= (G_{\text{OA}} - 1) \cdot n_{\text{sp}}, \quad (6.20)$$

womit wir dann folgende Gleichungen erhalten

$$S_{\text{out}} = G_{\text{OA}} \cdot S_{\text{in}} \quad (6.21)$$

$$N_{\text{out}} = N_{\text{in}} + (G_{\text{OA}} - 1) \cdot n_{\text{sp}}. \quad (6.22)$$

Diese Beziehungen können wir nun in Gleichung (6.10) einsetzen, wodurch sich für die Rauschzahl  $F_{\text{OA}}$  folgender Ausdruck ergibt

$$F_{\text{OA}} = \frac{S_{\text{in}}}{S_{\text{out}}} \cdot \frac{N_{\text{out}}}{N_{\text{in}}} = \frac{1}{G_{\text{OA}}} \cdot \left[ 1 + \frac{(G_{\text{OA}} - 1) \cdot n_{\text{sp}}}{N_{\text{in}}} \right]. \quad (6.23)$$

<sup>3</sup>auch spontaner Emissionskoeffizient

Es verbleibt nun, die Größe des Eingangsrauschens  $N_{\text{in}}$  zu bestimmen. Hierzu erinnern wir uns eines elementaren Ergebnisses der Quantenmechanik, welches besagt, daß im Vakuum (und folglich auch in anderen Materialien) die *Nullpunktsenergie der quantenmechanischen Oszillatoren* (engl.: Zero-Point Energy) pro Oszillatormode und Polarisation exakt

$$W_{\text{zp}} = \frac{1}{2} \cdot h\nu \quad (6.24)$$

beträgt [44], wobei  $h=2.34 \cdot 10^{-34}$  Js das Planck'sche Wirkungsquantum bezeichnet. Diese von Null verschiedene Nullpunktsenergie garantiert die Erfüllung der Heisenberg'schen Unschärferelation auch bei einer Temperatur von  $T=0$  K, wenn alle Bewegungen quasi eingefroren sind. Da sich diese Gesamttrauschenergie aus dem Produkt von Rauschenergie eines Rauschphotons ( $h\nu$ ) und der Anzahl der Rauschphotonen  $N_{\text{in}}$  ergibt, folgt aus Gleichung (6.24), daß die minimale Anzahl der Rauschphotonen

$$N_{\text{in}} = 1/2 \quad (6.25)$$

beträgt. Durch Substitution in Gleichung (6.23) folgt daraus

$$F_{\text{OA}} = \frac{1}{G_{\text{OA}}} \cdot [1 + (G_{\text{OA}} - 1) \cdot 2 \cdot n_{\text{sp}}]. \quad (6.26)$$

Für den Fall großer Verstärkung  $G_{\text{OA}} \gg 1$  ergibt dies die Rauschzahl

$$F_{\text{OA}, G_{\text{OA}} \gg 1} = 2 \cdot n_{\text{sp}}, \quad (6.27)$$

und folglich mit dem idealen Inversionsfaktor  $n_{\text{sp}, \text{id}} = 1$  die minimal erreichbare Rauschzahl

$$F_{\text{OA}, \text{id}} = 2 \text{ entsprechend } 3 \text{ dB}. \quad (6.28)$$

In der Praxis verursachen zum einen unvollständige Inversion und zum anderen ein von eins verschiedener Koppelwirkungsgrad  $\eta_{\text{in}}$  von Glasfaser zu Verstärker eine Erhöhung der erreichbaren Rauschzahl gegenüber der idealen Quantenrauschgrenze von 3 dB. Für realisierte Faserverstärker liegen die Werte im Bereich von  $F_{\text{OA}} = 3.1 \text{ dB} \dots 5 \text{ dB}$ , wohingegen die Rauschzahlen von Halbleiterlaserdiodenverstärkern aufgrund der höheren Einkoppelverluste typischerweise bei  $F_{\text{SLA}} \approx 6 \text{ dB} - 7 \text{ dB}$  und höher liegen.

Alternativ zu dieser Ableitung der Rauschzahl eines isolierten Verstärkers mit Hilfe der Vakuumfluktuationen kann selbstverständlich auch eine Betrachtung der elektrischen Signal-Rauschabstände durchgeführt werden, bei der dann das in der Photodiode erzeugte Schrotrauschen an die Stelle der Vakuumfluktuationen tritt. <sup>4</sup> Der Faktor 2 der Rauschzahl

<sup>4</sup>siehe auch Ausführungen in Kapitel 4.4.1



resultiert in diesem Fall aus der Tatsache, daß die begrenzende Rauschgröße aus einem Misch(engl.: Beat-)Prozeß zwischen dem optischen Signal und dem Verstärkerrauschen entsteht, der die zweifache Wichtung erlangt.

### 6.3.2 Rauschakkumulation in Verstärkernetzen

Zur Überwindung der Dämpfungsbegrenzung in faseroptischen Übertragungssystemen besteht zum einen die Möglichkeit, durch Einsatz optischer Vorverstärker senderseitig ein sehr leistungsstarkes Signal zu erzeugen und dann eine Transmission ohne Zwischenverstärker vorzunehmen. Die mittleren optischen Sendeleistungen derartiger repeaterfreier Systeme liegt üblicherweise im Bereich von  $P_{\text{ave}} \approx +20$  dBm, so daß sich Distanzen von einigen hundert Kilometern überbrücken lassen, was sowohl submarine Kurzstreckensysteme wie auch Intercity-Kommunikationsverbindungen ermöglicht. Bei größeren Übertragungsdistanzen ist es jedoch im allgemeinen notwendig, eine gewisse Anzahl optischer Verstärker zu kaskadieren und so periodisch die erfahrene Faserdämpfung zu kompensieren. Wie an späterer Stelle deutlich wird, kann hierdurch neben dem reinen Verlustausgleich durch Anhebung faseroptischer Nichtlinearitäten auch in Kurzstreckensystemen die Systemperformance bei adäquatem Design entscheidend verbessert werden.

In Abbildung 6.7 ist exemplarisch der sich ergebende Verlauf der mittleren optischen Signalleistung  $P_{\text{ave}}(z)$  als Funktion der Länge  $z$  dargestellt. Hierbei nehmen wir an, daß die zwischen zwei im Abstand  $\Delta_{\text{OA}}$  positionierten Verstärkern auftretenden Leistungsverluste  $\Gamma_{\text{OA}} = \exp(-\alpha\Delta_{\text{OA}})$  durch den Gewinn des zweiten Verstärkers ausgeglichen werden, so daß gilt

$$G_{\text{OA}} \cdot \Gamma_{\text{OA}} = 1 \implies G_{\text{OA}} = \exp(\alpha\Delta_{\text{OA}}). \quad (6.29)$$

Unter Annahme eines äquidistanten Verstärkerabstands  $\Delta_{\text{OA}}$  wird dann die optische Signalleistung periodisch auf den Eingangswert  $P_{\text{ave}}(z = 0)$  zurückgesetzt.

Der eigentliche Einfluß optischer Zwischenverstärker auf die Systemperformance wird jedoch nicht aus einer isolierten Betrachtung der Signalleistungspegel ersichtlich. Vielmehr muß der Verlauf des Signal-Rauschabstands analysiert werden. Dies erfordert die Bestimmung des Rauschens von Verstärkerkaskaden. Das im ersten optischen Verstärker generierte spontane Emissionsrauschen wird zunächst auf der Strecke mit dem Faktor  $\Gamma_{\text{OA}}$  gedämpft und gelangt dann zum Eingang des nachfolgenden Verstärkers. Da dieser nicht zwischen einfallendem Signal und Verstärkerrauschen unterscheidet, wird letzteres ebenfalls verstärkt. Man bezeichnet dieses Rauschen dann als *verstärktes spontanes Emissionsrauschen* (engl.: **A**mplified **S**pontaneous-**E**mission Noise). Der Verlauf der ASE ist in Abbildung 6.7 gestrichelt eingetragen. Wie deutlich zu erkennen, führt die Akkumulation

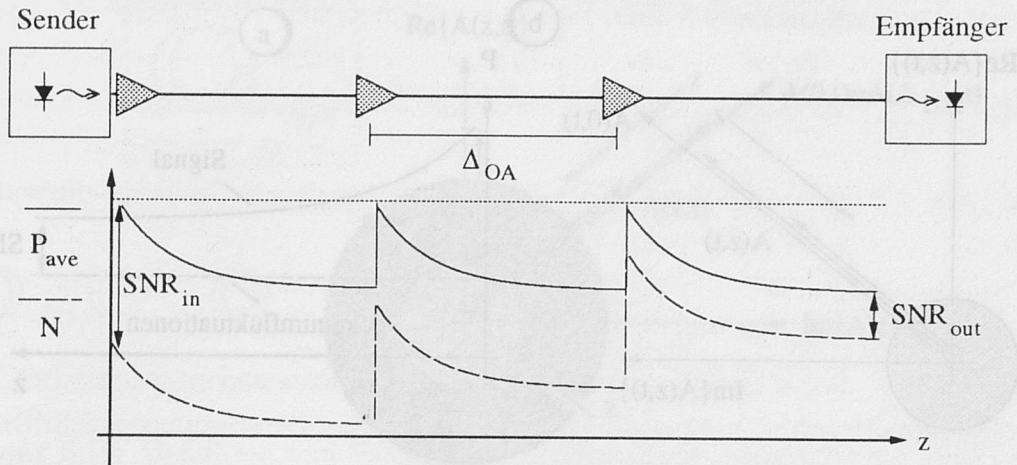


Abbildung 6.7: Verlauf von Signalleistung und ASE-Rauschleistung in Systemen mit optischer Zwischenverstärkung

des Verstärkerrauschens mit fortschreitender Länge zu einer Reduktion des Signal-Rauschverhältnisses. Der genaue ausgangsseitige Wert  $\text{SNR}_{\text{opt,out}}$  ist zum einen vom Gewinn  $G_{\text{OA}}$  der Verstärker und mithin vom Abstand  $\Delta_{\text{OA}}$  abhängig, zum anderen ist jedoch auch der genaue Sendepiegel von Bedeutung.

Vor der exakten mathematischen Beschreibung des optischen Signal-Rauschabstands als Funktion dieser Parameter wollen wir jedoch zunächst einige grundlegende qualitative Überlegungen anstellen. Der besseren Anschauung wegen, verwenden wir die Zeigerdarstellung der elektrischen Feldamplitude  $A$  in der komplexen Ebene und beschränken uns ferner auf die Ausbreitung unmodulierter Felder. Die Diskussion kann jedoch unmittelbar auf modulierte Signale übertragen werden. Wie bereits diskutiert, ist der optimale optische SNR in einem idealen, verstärkerfreien System durch die Vakuumfluktuationen begrenzt. In der gewählten Auftragsungsweise entspricht die Signalfeldamplitude dann einem konstanten Zeiger, da der mit der optischen Kreisfrequenz  $\omega_0$  oszillierende Anteil bereits abgespalten wurde (siehe Definitionsgleichung (5.37)). Ferner führen die Vakuumfluktuationen zu einer elementaren, zirkularen Rauschwolke (siehe Abbildung 6.8a).

Für das weitere Verständnis ist nun von besonderer Bedeutung, daß Vakuumfluktuationen *nicht* gedämpft werden können, da sie das elementare Grundrauschen darstellen. Mithin weist der optische SNR verstärkerfreier Systeme dieselbe exponentielle Dämpfungscharakteristik auf wie das eigentliche Signal. Es gilt

$$\text{SNR}_{\text{noamp}}(z) = \frac{\text{Signalleistung}}{\text{Vakuumfluktuationen}} \propto \exp(-\alpha z). \quad (6.30)$$

Dieser Verlauf ist in Abbildung 6.8b eingetragen.



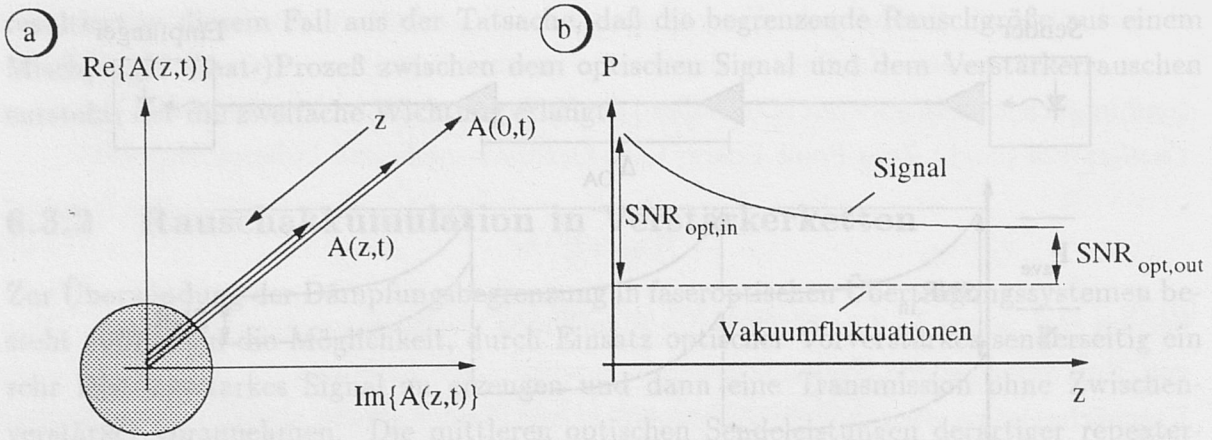


Abbildung 6.8: a) Erläuterung des SNR-Verlaufs repeaterfreier Systeme im Zeigerdiagramm und b) resultierender qualitativer Verlauf

In einem System mit optischen Zwischenverstärkern ergibt sich jedoch ein anderes Längenverhalten. Wird dem Sendelaser kein optischer Booster nachgeschaltet, so gilt zunächst wie im repeaterfreien Fall die exponentielle Charakteristik. Bei Erreichen des ersten Verstärkers erfolgt zwar ein Anheben des Signalpegels, gleichsam jedoch aufgrund der Rauschzahl des Verstärkers auch eine geringfügige Degradation des SNR. Während der Signalzeiger nun wieder die ursprüngliche Zeigerlänge ( $|A(z=0)|$ ) besitzt, ist der elementaren Rauschwolke eine zweite, spontane Emissionsrauschwolke überlagert (siehe Abbildung 6.9a). Im Gegensatz zu den Vakuumfluktuationen wird dieses spontane Rauschen bei Propagation jedoch ebenso gedämpft wie das Signal. Berücksichtigt man, daß unmittelbar am Verstärkerausgang die spontane Emission die dominierende Rauschgröße bildet, so wird ersichtlich, daß der Signal-Rauschabstand des optisch-zwischenverstärkten Systems  $\text{SNR}_{\text{opt,cas}}$  zunächst *konstant* bleibt. Es gilt

$$\text{SNR}_{\text{opt,cas}} = \frac{\text{Signalleistung}}{\text{Spontane Emission} + \text{Vakuumfluktuationen}} \quad (6.31)$$

$$\approx \frac{\text{Signalleistung}}{\text{Spontane Emission}} \propto \frac{\exp(-\alpha z)}{\exp(-\alpha z)} = \text{constant}. \quad (6.32)$$

Ist der Verstärkerabstand  $\Delta_{\text{OA}}$  groß gewählt, so daß das spontane Emissionsrauschen in die Größenordnung des elementaren Rauschen gedämpft wird, so erreicht man wieder der Übergang zum exponentiellen Abfall.

Wird zusätzlich ein optischer Leistungsverstärker am Sender eingesetzt, so erfolgt bereits im ersten Fasersegment eine Unterdrückung des exponentiellen Abfalls des SNR. Für diesen letzten Fall ist in Abbildung 6.9b der Verlauf des Signal-Rauschabstands als Funktion des Länge  $z$  aufgetragen.

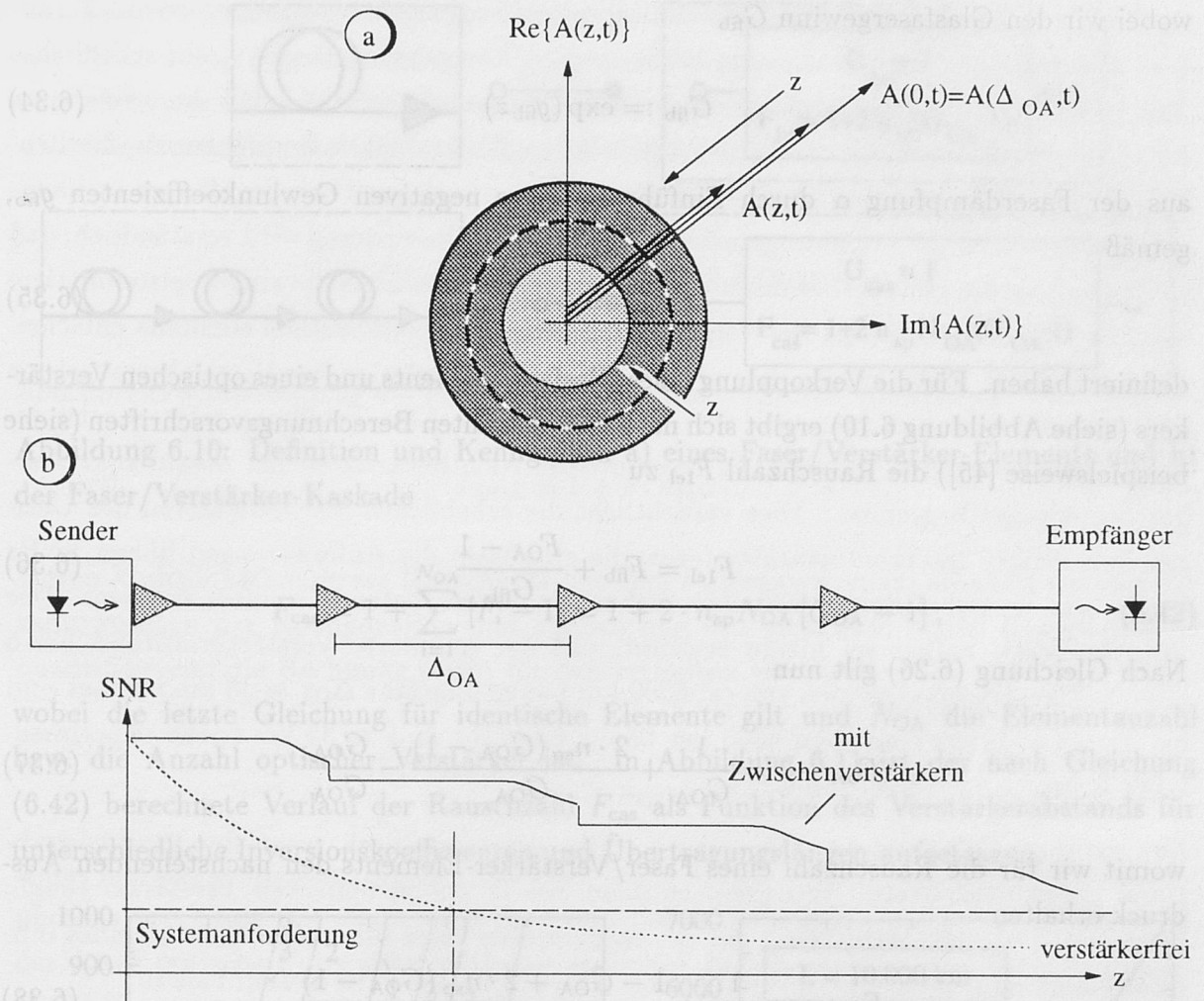


Abbildung 6.9: a) Erläuterung des SNR-Verlaufs optisch-zwischenverstärkter Systeme im Zeigerdiagramm und b) qualitativer Verlauf im Vergleich zum repeaterfreien Fall

Durch den Einsatz optischer Verstärker kann folglich der Degradation des Signal-Rauschabstands entgegengewirkt werden. Da die Systemanforderung als untere Grenze zur Erfüllung der geforderten Bitfehlerrate nicht unterschritten werden darf, bedeutet dies eine effektive Erhöhung der maximal überbrückbaren Distanz.

Wir wollen nun eine quantitative Beschreibung des optischen SNR als Funktion der Länge für optisch-zwischenverstärkte Systeme ableiten. Hierzu erweitern wir die Betrachtungen des letzten Abschnitts und berechnen wie folgt die Gesamttrauschzahl einer Kaskade von Faser/Verstärker-Elementen: Für die Rauschzahl  $F_{\text{fb}}$  eines passiven, linearen Glasfaser-segments der Länge  $\Delta_{OA}$  gilt

$$F_{\text{fb}} = \frac{1}{G_{\text{fb}}} = \exp(\alpha z), \quad (6.33)$$



wobei wir den Glasfasergewinn  $G_{\text{fib}}$

$$G_{\text{fib}} := \exp(g_{\text{fib}} z) \quad (6.34)$$

aus der Faserdämpfung  $\alpha$  durch Einführung eines negativen Gewinnkoeffizienten  $g_{\text{fib}}$ , gemäß

$$g_{\text{fib}} := -\alpha \quad (6.35)$$

definiert haben. Für die Verkopplung eines Glasfasersegments und eines optischen Verstärkers (siehe Abbildung 6.10) ergibt sich nach den bekannten Berechnungsvorschriften (siehe beispielsweise [45]) die Rauschzahl  $F_{1\text{el}}$  zu

$$F_{1\text{el}} = F_{\text{fib}} + \frac{F_{\text{OA}} - 1}{G_{\text{fib}}} \quad (6.36)$$

Nach Gleichung (6.26) gilt nun

$$F_{\text{OA}} - 1 = \frac{1}{G_{\text{OA}}} + \frac{2 \cdot n_{\text{sp}} (G_{\text{OA}} - 1)}{G_{\text{OA}}} - \frac{G_{\text{OA}}}{G_{\text{OA}}} \quad (6.37)$$

womit wir für die Rauschzahl eines Faser/Verstärker-Elements den nachstehenden Ausdruck erhalten

$$F_{1\text{el}} = \frac{1}{G_{\text{fib}}} + \frac{1 - G_{\text{OA}} + 2 \cdot n_{\text{sp}} (G_{\text{OA}} - 1)}{G_{\text{OA}} G_{\text{fib}}} \quad (6.38)$$

$$= \frac{1 + 2 \cdot n_{\text{sp}} (G_{\text{OA}} - 1)}{G_{\text{OA}} G_{\text{fib}}} \quad (6.39)$$

Für den Gewinn eines Elements  $G_{1\text{el}}$  der Länge  $z = \Delta_{\text{OA}}$  gilt nun nach Gleichung (6.29)

$$G_{1\text{el}} := G_{\text{OA}} G_{\text{fib}} = 1, \quad (6.40)$$

so daß wir als Endergebnis

$$F_{1\text{el}} = 1 + 2 \cdot n_{\text{sp}} (G_{\text{OA}} - 1) \quad (6.41)$$

erhalten.

Die Rauschzahl der gesamten Faser/Verstärker-Kaskade errechnen wir nun durch Verkettung mehrerer einzelner Faser/Verstärker-Elemente. Die Gesamtrauschzahl der Kaskade  $F_{\text{cas}}$  ergibt sich dann zu

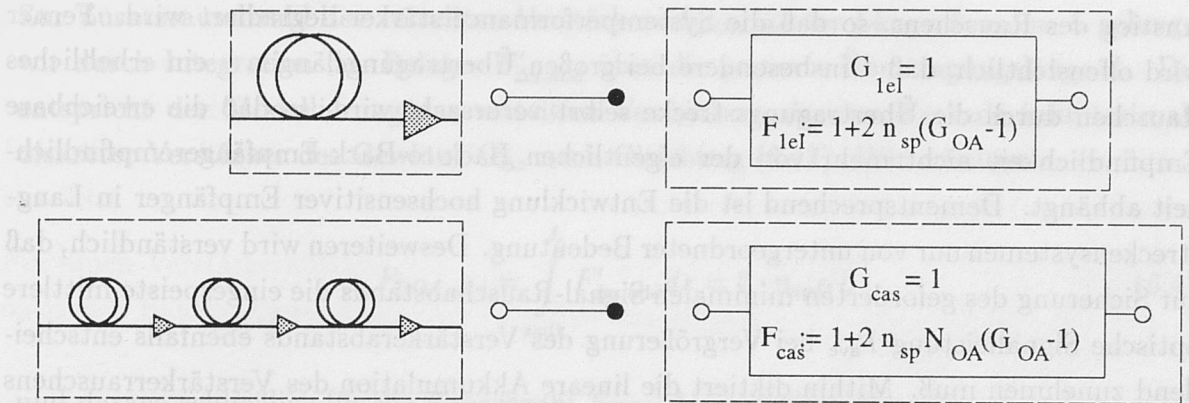


Abbildung 6.10: Definition und Kenngrößen a) eines Faser/Verstärker-Elements und b) der Faser/Verstärker-Kaskade

$$F_{cas} = 1 + \sum_{i=1}^{N_{OA}} [F_i - 1] = 1 + 2 \cdot n_{sp} N_{OA} [G_{OA} - 1], \quad (6.42)$$

wobei die letzte Gleichung für identische Elemente gilt und  $N_{OA}$  die Elementanzahl bzw. die Anzahl optischer Verstärker ist. In Abbildung 6.11 ist der nach Gleichung (6.42) berechnete Verlauf der Rauschzahl  $F_{cas}$  als Funktion des Verstärkerabstands für unterschiedliche Inversionskoeffizienten und Übertragungslängen aufgetragen.

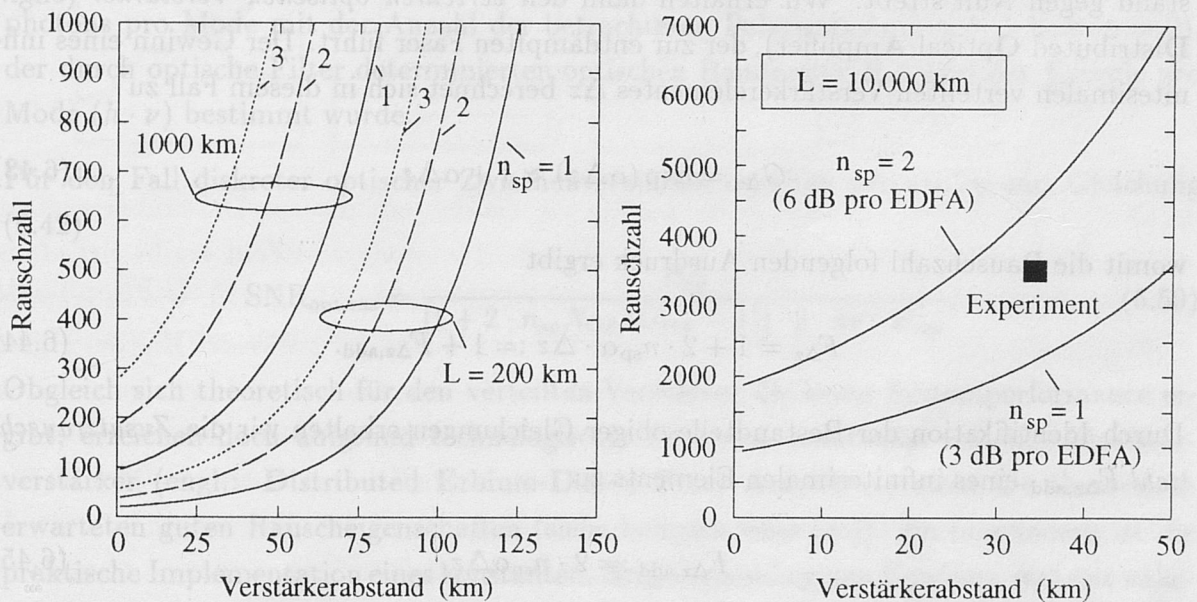


Abbildung 6.11: Rauschzahl optisch-zwischenverstärkter Systeme  $F_{cas}$  als Funktion des Verstärkerabstands für unterschiedliche Inversionskoeffizienten  $n_{sp}$  und Systemlängen

Wie ersichtlich, kommt es mit zunehmendem Verstärkerabstand zu einem deutlichen



Anstieg des Rauschens, so daß die Systemperformance stärker degradiert wird. Ferner wird offensichtlich, daß – insbesondere bei großen Übertragungslängen – ein erhebliches Rauschen durch die Übertragungsstrecke selbst verursacht wird, so daß die erreichbare Empfindlichkeit nicht mehr von der eigentlichen Back-to-Back-Empfängerempfindlichkeit abhängt. Dementsprechend ist die Entwicklung hochsensitiver Empfänger in Langstreckensystemen nur von untergeordneter Bedeutung. Desweiteren wird verständlich, daß zur Sicherung des geforderten minimalen Signal-Rauschabstands die eingespeiste mittlere optische Signalleistung  $P_{\text{ave}}$  bei Vergrößerung des Verstärkerabstands ebenfalls entscheidend zunehmen muß. Mithin diktiert die lineare Akkumulation des Verstärkerrauschens den minimal erforderlichen optischen Leistungspegel. Eine Erhöhung letzteren ist jedoch nicht unbegrenzt möglich, da faseroptische Nichtlinearitäten die maximal zulässigen Signalpegel begrenzen. Dies verdeutlicht die erheblichen Schwierigkeiten des Designs hochratiger Interkontinentalsysteme, die gleichsam die Anforderungen hohen SNRs sowie, aus wirtschaftlichen Gründen, hohen Verstärkerabstands erfüllen müssen. Der Vollständigkeit halber sei hierzu erwähnt, daß der realisierte Verstärkerabstand bei 5 Gbit/s-Transatlantiksyste men von ca. 6500 km Länge ungefähr  $\Delta_{\text{OA}} \approx 45$  km beträgt und bei Transpazifiksystemen von 9000 km Länge ungefähr  $\Delta_{\text{OA}} \approx 35$  km (siehe experimentelles Ergebnis in Abbildung 6.11b).

Der optimale Fall geringsten Rauschens ergibt sich theoretisch, wenn der Verstärkerabstand gegen Null strebt. Wir erhalten dann den *verteilten optischen Verstärker* (engl.: **Distributed Optical Amplifier**), der zur entdämpften Faser führt. Der Gewinn eines infinitesimalen verteilten Verstärkerelementes  $\Delta z$  berechnet sich in diesem Fall zu

$$G_{\Delta z} = \exp(\alpha \Delta z) \approx 1 + \alpha \Delta z, \quad (6.43)$$

womit die Rauschzahl folgenden Ausdruck ergibt

$$F_{\Delta z} = 1 + 2 \cdot n_{\text{sp}} \alpha \cdot \Delta z := 1 + F_{\Delta z, \text{add}}. \quad (6.44)$$

Durch Identifikation der Bestandteile obiger Gleichungen erhalten wir die *Zusatzrauschzahl*  $F_{\Delta z, \text{add}}$  eines infinitesimalen Elements zu

$$F_{\Delta z, \text{add}} := 2 \cdot n_{\text{sp}} \alpha \Delta z. \quad (6.45)$$

In Analogie zu Leitungsbetrachtungen der Hochfrequenztechnik können wir hieraus einen *Zusatzrauschleistungsbelag*  $F'_{\Delta z, \text{add}}$  wie folgt definieren

$$F'_{\Delta z, \text{add}} := \frac{F_{\Delta z, \text{add}}}{\Delta z} = 2 \cdot n_{\text{sp}} \alpha. \quad (6.46)$$

Zur Zusatzrauschzahl des verteilten Verstärkers  $F_{\text{DOA,add}}$  der Länge  $L_{\text{DOA}} = L$  gelangen wir durch Integration des Belages  $F'_{\Delta z, \text{add}}$  über die gesamte Übertragungslänge  $L$ . Dies entspricht der Modellierung des verteilten Verstärkers als eine Kaskade infinitesimaler diskreter Verstärker des Gewinns  $G_{\Delta z}$  nach Gleichung (6.43). Wir erhalten

$$F_{\text{DOA,add}} = \int_{z=0}^L F'_{\Delta z, \text{add}} dz = 2 \cdot n_{\text{sp}} \alpha L \quad (6.47)$$

und daraus schließlich für die Rauschzahl  $F_{\text{DOA}}$  des verteilten Verstärkers

$$F_{\text{DOA}} = 1 + 2 \cdot n_{\text{sp}} \alpha \cdot L. \quad (6.48)$$

Durch Multiplikation dieser Rauschzahl mit dem Eingangsrauschen erhalten wir das Gesamtrauschen der Konfiguration und können nun den gesuchten Signal-Rauschabstand quantifizieren. Die Rechnung ergibt für den verteilten Verstärker

$$\text{SNR}_{\text{opt,DOA}} = \frac{P_{\text{ave}}}{[1 + 2 \cdot n_{\text{sp}} \alpha L] \cdot p \cdot h \nu \cdot B_{\text{opt}}}, \quad (6.49)$$

wobei hier das elementare Eingangsrauschen durch Multiplikation des  $1/2$ -Quantenrauschphotons pro Mode mit der Anzahl der betrachteten Polarisationen ( $p = 1$  bzw.  $p = 2$ ), der durch optische Filter determinierten optischen Bandbreite  $B_{\text{opt}}$  und der Energie pro Mode ( $h \cdot \nu$ ) bestimmt wurde.

Für den Fall diskreter optischer Zwischenverstärker erhalten wir analog mit Gleichung (6.42)

$$\text{SNR}_{\text{opt,cas}} = \frac{P_{\text{sig}}}{[1 + 2 \cdot n_{\text{sp}} N_{\text{OA}} (G_{\text{OA}} - 1)] \cdot p \cdot h \nu \cdot B_{\text{opt}}}. \quad (6.50)$$

Obgleich sich theoretisch für den verteilten Verstärker die beste Systemperformance ergibt, erreichen doch aufgrund technologischer Probleme praktische verteilte Glasfaserverstärker (engl.: **D**istributed **E**rbium-**D**oped **F**iber **A**mplifiers) nicht die theoretisch erwarteten guten Rauscheigenschaften (siehe beispielsweise [46]). Im besonderen ist die praktische Implementation eines konstanten, längenunabhängigen Gewinns, was nur näherungsweise durch periodisches Einkoppeln optischer Pumpstrahlung erreicht werden kann, extrem schwierig. Desweiteren muß zur Optimierung des Energietransfers von Pump- zu Signalwelle die optische Faser speziell designt werden. Hierdurch kommt es zu einer Erhöhung der intrinsischen Dämpfung über den Standardwert von  $\alpha \approx 0.2$  dB/km hinaus und folglich nach Gleichung (6.48) zu einer entsprechenden Anhebung der Rauschzahl.



Wie wir jedoch weiter unten zeigen werden, ergeben sich ohnehin aus den Rauscheigenschaften näherungsweise dieselben Anforderung an die optischen Sendepiegel bei Erweiterung des Verstärkerabstands  $\Delta_{OA}$  von quasi Null auf etwa 25 km, so daß eine Investition in die technologisch sehr aufwendige Realisierung von DEDFAs aus rein linearen Überlegungen nur sehr begrenzt sinnvoll erscheint.

## 6.4 Bandbreite optischer Verstärkerketten

Beim Hintereinanderschalten bandbegrenzter Filter endlicher Flankensteilheit wird die zur Verfügung stehende optische Bandbreite  $B_{opt}$  eine Funktion der Anzahl kaskadierter Filter  $N_{fl}$ . Für die Verkettung einfacher Gaußfilter, beschrieben durch

$$F_{gauss} = \exp \left\{ - \left( \frac{\omega - \omega_c}{\omega_{1/e^2}} \right)^2 \right\}, \quad (6.51)$$

der Mittenkreisfrequenz  $\omega_c$  und der  $(1/e^2)$ -Bandbreite  $f_{1/e^2} = \omega_{1/e^2}/(2\pi)$ , erhalten wir beispielsweise die lineare Gesamtübertragungsfunktion  $H_{gauss}(N_{fl})$  durch Multiplikation der identischen Einzelcharakteristiken zu

$$H_{gauss}(N_{fl}) = \prod_1^{N_{fl}} \exp \left\{ - \left( \frac{\omega - \omega_c}{\omega_{1/e^2}} \right)^2 \right\} \quad (6.52)$$

$$= \exp \left\{ - \left( \frac{\omega - \omega_c}{\omega_{1/e^2}/\sqrt{N_{fl}}} \right)^2 \right\}. \quad (6.53)$$

Mithin nimmt beim Hintereinanderschalten von Gaußfiltern die zur Datenübertragung nutzbare Bandbreite mit dem Faktor  $(1/\sqrt{N_{fl}})$  ab. Ein analoger Effekt ergibt sich, falls ein Signal eine Vielzahl optischer Verstärker durchläuft, deren Gainprofil, wie in Kapitel 6.2.2 gezeigt, eine Funktion der Wellenlänge bzw. der Frequenz aufweist. Hierbei ergibt sich jedoch nicht nur eine begrenzte Steilheit der Gewinnflanken; vielmehr zeigen sich auch innerhalb der 3 dB-Verstärkungsbandbreite des gesättigten Verstärkers differentielle Gewinnunterschiede. Wäre die Abnahme der effektiv nutzbaren optischen Bandbreite ebenfalls durch  $(1/\sqrt{N_{OA}})$  beschreibbar, so ergäbe sich selbst bei einer singulären Bandbreite von  $B_{opt} \approx 30$  nm bei einer 1000 km Übertragung mit  $\Delta_{OA} = 25$  km die Anzahl zu  $N_{OA} = 40$  und demnach eine effektiv nutzbare Bandbreite von lediglich etwa 4.7 nm. Im besonderen zeigt sich ein solcher Effekt bei submarinen Interkontinentalsystemen, wo das Datensignal einige hundert Verstärker passiert. So beträgt die Anzahl der geplanten Zwischenverstärker in dem derzeit in der Planung begriffenen Transpazifiksystem TPC 5 beispielsweise etwa  $N_{OA} = 274$ . Obgleich die Bandbreite eines isolierten Faserverstärkers

mit etwa 30 nm auch für die ultra-hochratige TDM-Übertragung ausreichend scheint, zeigen experimentelle Untersuchungen des 9000 km langen Übertragungssystems eine effektive lineare Gesamtbandbreite von lediglich etwa 2 nm. Andererseits verdeutlicht dieses Ergebnis jedoch, daß die oben angenommene Gauß'sche Skalierungsvorschrift zu pessimistisch ist.

Für einen Verstärkerabstand von  $\Delta_{OA} = 70$  km zeigt Abbildung 6.12 die Evolution des optischen Bandpaßbereichs mit der Übertragungslänge.

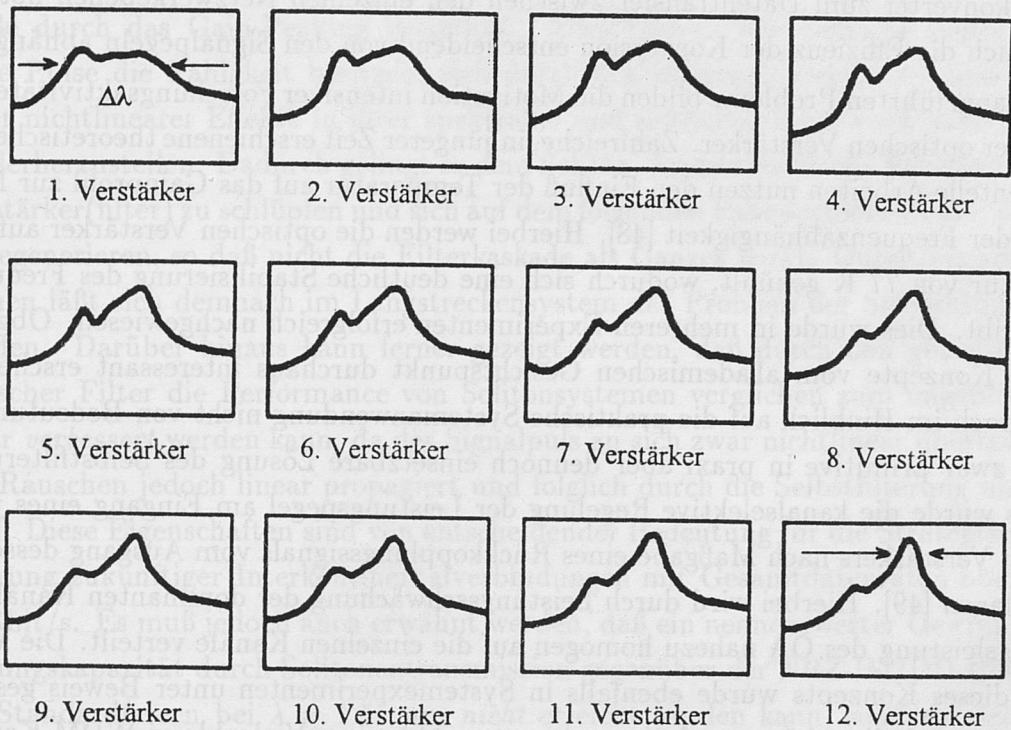


Abbildung 6.12: Qualitative Einschnürung der nutzbaren Übertragungsbandbreite durch Selbstfilterung der Verstärkerkaskade (Gain-Peaking) im Weitverkehrssystem (nach [18])

Wie in analytischen Berechnungen deutlich wurde, führt dieser als *Gain-Peaking* bezeichnete *Selbstfilterungseffekt* der Verstärkerkaskade zu einer erheblichen Einschränkung der Übertragungskapazität von WDM-Systemen, da die Reduktion der Bandbreite eine entsprechende Abnahme des Kanalabstands  $\Delta f_{ch}$  bedingt, die zu einer deutlichen Zunahme der faseroptischen Nichtlinearitäten führt. Im besonderen erscheint die Realisierung eines Mehrkanal-WDM-Systems mit Gesamtdatenraten oberhalb von 10 Gbit/s über transpazifische Distanzen nur dann möglich, falls spezielle Fehlerkorrekturverfahren genutzt werden, wodurch höhere Penalties auf dem Übertragungsweg selbst tolerierbar werden (siehe beispielsweise [47]).



Neben den Langstreckensystemen werden jedoch auch lokale oder Vielkanal-WDM-Verteilnetze (engl.: Distribution Networks) durch Gain-Peaking in ihrer Performance beeinträchtigt, da es beim Routen und eventuellen Frequenzkonvertieren der einzelnen Kanäle ebenfalls zu einem vielfachen Durchlaufen optischer Verstärker kommt. Die besondere Problematik beim Verteilsystem resultiert aus den veränderlichen Wegen, die ein Signal durch das Netzwerk zum Empfänger beschreitet, wodurch es zu einer entsprechenden Variation des eintreffenden Leistungspegels kommt. Neben der Erfordernis einer individuellen, empfängerseitigen Pegelkontrolle wird zusätzlich eine Regelung etwaiger Frequenzkonverter zum Datentransfer zwischen den einzelnen Netzwerkebenen notwendig, da auch die Effizienz der Konversion entscheidend von den Signalpegeln abhängt.

Die oben angeführten Probleme bilden die Motivation intensiver Forschungsaktivitäten im Bereich der optischen Verstärker. Zahlreiche, in jüngerer Zeit erschienene theoretische und experimentelle Arbeiten nutzen den Einfluß der Temperatur auf das Gainprofil zur Minimierung der Frequenzabhängigkeit [48]. Hierbei werden die optischen Verstärker auf eine Temperatur von 77 K gekühlt, wodurch sich eine deutliche Stabilisierung des Frequenzgangs ergibt. Dies wurde in mehreren Experimenten erfolgreich nachgewiesen. Obgleich derartige Konzepte vom akademischen Gesichtspunkt durchaus interessant erscheinen, sind sie doch im Hinblick auf die praktische Systemanwendung nicht von Bedeutung<sup>5</sup>. Als eine zwar primitive in praxi aber dennoch einsetzbare Lösung des Selbstfilterungsproblems wurde die kanalselektive Regelung der Leistungspegel am Eingang eines jeden optischen Verstärkers nach Maßgabe eines Rückkopplungssignals vom Ausgang desselben vorgeschlagen [49]. Hierbei wird durch Leistungsschwächung der dominanten Kanäle die Sättigungsleistung des OA nahezu homogen auf die einzelnen Kanäle verteilt. Die Wirksamkeit dieses Konzepts wurde ebenfalls in Systemexperimenten unter Beweis gestellt. Dennoch ist auch diese Lösung relativ unelegant und bei einer Vielzahl von WDM-Kanälen sehr aufwendig. Es stellt sich daher die Frage nach dem Verhältnis von Kosten zu Nutzen derartiger in-line-Verfahren.

Ohne weitere Komponenten in der Übertragungsstrecke an sich kommen hingegen die vorgeschlagenen Telemetrykonzepte aus: Hierbei werden vom Empfänger die Leistungsdaten für jeden optischen Kanal zum Sender zurückgesandt, um durch Wahl geeigneter Sendepegel eine Vorkompensation der auftretenden Amplitudenfehler zu erreichen [50]. Obgleich diese Verfahren für optische WDM-Punkt-zu-Punkt-Verbindungen durchaus wirtschaftlich und technologisch nutzbar erscheinen, erweisen sie sich jedoch zum Einsatz in zukünftigen (Mehrwege-)Netzen als untauglich. Dies ist insofern fatal, als daß ein wesentlicher Motivator für den Übergang vom Zeit- zum Wellenmultiplex ja gerade der Gewinn an zusätzlicher Flexibilität durch Routen einzelner Kanäle ist.

---

<sup>5</sup>Andernfalls würde aus dem *All-Optical Network* ein *All-Optical Refrigerator*

Wesentlich attraktiver wäre daher ein inhärent konstanter, wellenlängenunabhängiger Gewinnverlauf innerhalb der 30 nm Übertragungsbandbreite der Faserverstärker. In diesem Bestreben wird derzeit als weitere Alternative der Einfluß von Kodotierungsstoffen, insbesondere von Aluminium, auf das Gainprofil untersucht.

Auf einen besonderen Punkt sei jedoch noch hingewiesen: Wie mehrfach betont, ergibt sich das Gain-Peaking aufgrund der *linearen* Selbstfilterung der Verstärkerkaskade. Erfolgt jedoch die nichtlineare Transmission einer ausgezeichneten Klasse spezifisch geformter optischer RZ-Signale, der sogenannten *Solitonen*<sup>6</sup>, so werden diese nicht in dem Maße durch das Gain-Peaking beeinflusst. Dies liegt in der Tatsache begründet, daß diese Pulse die Fähigkeit besitzen, sich durch Stabilisierung dispersiver und faseroptischer nichtlinearer Effekte in ihrer spektralen und zeitlichen Form auch nach Störungen wiederherzustellen. Dadurch gelingt es dem Soliton, jeweils durch die einzelnen optischen Verstärker(filter) zu schlüpfen und sich auf dem folgenden Fasersegment wieder vollständig zu regenerieren, so daß nicht die Filterkaskade als Ganzes wirkt. Durch Einsatz von Solitonen läßt sich demnach im Langstreckensystem das Problem der Selbstfilterung überwinden. Darüber hinaus kann ferner gezeigt werden, daß durch den gezielten Einsatz optischer Filter die Performance von Solitonsystemen verglichen zum ungefilterten Fall sogar *verbessert* werden kann, da der Signaleimpuls an sich zwar nichtlinear übertragen wird, das Rauschen jedoch linear propagiert und folglich durch die Selbstfilterung unterdrückt wird. Diese Eigenschaften sind von entscheidender Bedeutung für die Strategien zur Realisierung zukünftiger Interkontinentalverbindungen mit Gesamtdatenraten oberhalb von 10 Gbit/s. Es muß jedoch auch erwähnt werden, daß ein nennenswerter Gewinn an Übertragungskapazität durch Solitonentransmission gegenüber der NRZ-IM/DD-Übertragung auf Standardfasern bei  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  *nicht* erreicht werden kann, sondern vielmehr das Verlegen gering-dispersiver Fasern anomaler Dispersion bedingt, so daß Solitonen ausschließlich für zukünftige submarine Systeme attraktiv erscheinen.

## 6.5 Analytische Quantifizierung der Systemgrenzen

### 6.5.1 Minimal notwendige optische Leistung als Funktion des geforderten optischen Signal-Rauschabstands

Als wesentliches Ergebnis des Kapitels 6.3.2 hatten wir den Signal-Rauschabstand optisch-zwischenverstärkter Übertragungssysteme als Funktion der Systemparameter formuliert. Wird die Güte der Übertragung durch Angabe des minimal geforderten Signal-Rausch-

---

<sup>6</sup>siehe Kapitel 9.2.2.1



abstands  $\text{SNR}_{\text{opt,min}}$  vorgegeben, so ergibt sich nach Gleichung (6.50)

$$\text{SNR}_{\text{opt,min}} \stackrel{!}{=} \frac{P_{\min}}{[1 + 2 \cdot n_{\text{sp}} \cdot N_{\text{OA}} (G_{\text{OA}} - 1)] \cdot p \cdot h\nu \cdot B_{\text{opt}}}, \quad (6.54)$$

wobei  $P_{\min}$  die *minimal erforderliche mittlere optische Signalleistung* ist. Diese Bedingung ist jedoch nur dann hinreichend, wenn das akkumulierte Verstärkerrauschen gegenüber dem im Empfänger auftretenden thermischen, Dunkelstrom- und Phasenrauschen die dominierende Größe bildet und gilt folglich genaugenommen lediglich für eine Vielzahl kaskadierter Verstärker bzw. für große Verstärkerabstände  $\Delta_{\text{OA}}$ . Daraus folgt dann unmittelbar, daß das akkumulierte Verstärkerrauschen (ASE) wesentlich über dem senderseitigen Quantenrauschen liegt, da nach den Ausführungen in Kapitel 4.4.1 das Empfängerrauschen beim Direktempfänger zu einer erheblichen Verschlechterung der quantenrauschbegrenzten Empfindlichkeit führt. Wir erhalten somit aus Gleichung (6.54) für den geforderten Signal-Rauschabstand

$$\text{SNR}_{\text{opt,min}} \stackrel{!}{\approx} \frac{P_{\min}}{2 \cdot n_{\text{sp}} \cdot N_{\text{OA}} (G_{\text{OA}} - 1) \cdot p \cdot h\nu \cdot B_{\text{opt}}}, \quad (6.55)$$

woraus sich durch Umstellen die minimal erforderliche mittlere Sendeleistung zu

$$P_{\min} \approx 2 \cdot n_{\text{sp}} \cdot N_{\text{OA}} (G_{\text{OA}} - 1) \cdot \text{SNR}_{\text{opt,min}} \cdot p \cdot h\nu \cdot B_{\text{opt}} \quad (6.56)$$

ergibt. Diese Leistung entspricht bei Gültigkeit von (6.40) der geforderten mittleren optischen Verstärkerausgangsleistung. Für die optische Bandbreite  $B_{\text{opt}}$  ist hierbei in Systemen ohne optische Filter der sich durch Selbstfilterung der Verstärkerkaskade effektiv ergebende Wert einzusetzen und bei empfängerseitiger Verwendung optischer Filter die entsprechende Filterbandbreite. Liegt die in die Faser eingekoppelte optische Leistung  $P_{\text{ave}}$ <sup>7</sup> oberhalb von  $P_{\min}$ , so wird die ASE-Systemanforderung bei linearer Übertragung erfüllt.

Während qualitativ die Ergebnisse der Publikationen zum Thema Verstärkerrauschen gut übereinstimmen, fallen jedoch quantitativ häufig starke Abweichungen in der geforderten Leistung  $P_{\min}$  auf. Diese Diskrepanzen resultieren zumeist aus unterschiedlichen Wertzuweisungen der Systemanforderung  $\text{SNR}_{\text{opt,min}}$ . Der genaue, praktisch sinnvolle Wert ist zum einen von der Art der verwendeten Empfängerfilter bestimmt, darüber hinaus gehen jedoch auch willkürliche Festsetzungen der Systemreserve (engl.: System Margin) unmittelbar in diesen Parameter ein, welche die notwendige Sollbitfehlerrate für den BER-Floor

<sup>7</sup>bei einem WDM-Mehrkanalsystem die Leistung pro Kanal

bestimmen. In der Literatur werden für diesen Floor zumeist Werte zwischen  $10^{-9}$  und  $10^{-14}$  angesetzt, wobei letztere bei 5 Gbit/s-Übertragung zum Auftreten von vier Fehlern pro Tag führt. Zusammenfassend kommt es durch unterschiedliche Wertvorgaben zu Schwankungen der Systemanforderung  $\text{SNR}_{\text{opt,min}}$  von mehr als einer Größenordnung. Mithin variieren die in der Literatur für ähnliche Konfigurationen spezifizierten Werte der geforderten Eingangsleistung um mehr als 10 dB.

Abschließend wollen wir noch eine interessante Fragestellung näher anhand von Abbildung 6.11 diskutieren: Wie wir sehen werden, führen faseroptische Nichtlinearitäten im allgemeinen ebenfalls zu einer Degradierung der Systemperformance. Die genaue Störung hängt von dem in der Faser propagierenden Signalpegel ab und verringert sich<sup>8</sup>, wenn der optische Leistungspegel reduziert wird. Berücksichtigt man, daß sich der minimale notwendige Pegel bei verteilter Verstärkung ergibt, so folgt, daß auch die nichtlinearen Einflüsse in diesem Spezialfall minimiert werden. Da in einem Mehrkanalsystem die nichtlineare Störleistung bei invariantem Pegel pro Kanal mit der Kanalzahl zunimmt, könnte man daraus schließen, daß zur Erreichung derselben absoluten Störung bei Einsatz verteilter Verstärkung mehr Kanäle übertragbar wären als bei diskreter Verstärkung. Obgleich diese intuitive Argumentation prinzipiell korrekt ist, verdeutlicht doch eine quantitative Betrachtung die Grenzen des erreichbaren Gewinns bei Übergang zur verteilten Verstärkung. So wird aus Abbildung 6.11 ersichtlich, daß die benötigte minimale optische Signalleistung  $P_{\text{min}}$  bis zu Abständen von etwa  $\Delta_{\text{OA}} \approx 25$  km nahezu konstant ist. Dies zeigt, daß bei Übergang vom diskreten Verstärkerabstand zum verteilten Verstärker entgegen den Erwartungen in diesem Bereich *keine* wesentliche Verringerung der akkumulierten Rauschleistung erfolgt. Mathematisch betrachtet entspricht dieser Bereich dem linearen Anteil in der Taylorreihenentwicklung des Exponentialterms in Gleichung (6.29). In praxi wird die potentiell erreichbare geringe Reduktion der nichtlinearen Störleistung und die damit mögliche Erhöhung der Kanalanzahl bedingt technologischen Schwierigkeiten der Realisierung verteilter Verstärker daher zu keinem meßbaren Gewinn an Systemkapazität führen. Eine Erhöhung des Verstärkerabstands über  $\Delta_{\text{OA}} = 50$  km hinaus führt jedoch zu einem erheblichen, exponentiellen Anstieg der minimal notwendigen optischen Leistung, so daß die Realisierung von Systemen mit derartig hohen Verstärkerabständen ein besonderes Design erfordert. Zusätzliche Komplexität des Designs wird ebenfalls durch die nun verstärkt wirkenden Nichtlinearitäten unumgänglich.

<sup>8</sup>wie an späterer Stelle deutlich wird, ist dies nicht in jedem Falle zutreffend



### 6.5.2 Übergang zum elektrischen Signal-Rauschabstand

Bislang haben wir mit Gleichung (6.55) den sich ergebenden bzw. den geforderten *optischen* Signal-Rauschabstand  $SNR_{\text{opt}}$  quantifiziert. Für die Systemperformance maßgeblich ist jedoch der *elektrische* Signal-Rauschabstand  $SNR_{\text{el}}$  unmittelbar am Entscheider, der sich aus dem Quadrat des in Kapitel 3.2.1 eingeführten  $Q_{\text{el}}$ -Faktors nach Gleichung (3.19) berechnet. Wie in Gleichung (3.17) angegeben, besteht zwischen dem  $Q_{\text{el}}$ -Faktor und dem optischen Signal-Rauschabstand im allgemeinen eine funktionale Abhängigkeit. In nahezu sämtlichen Veröffentlichungen wird für den optischen SNR in Gleichung (6.56) unbewußt der elektrische Signal-Rauschabstand eingesetzt und damit *implizit* nachstehende Identität vorausgesetzt

$$SNR_{\text{opt}} = SNR_{\text{el}} = Q_{\text{el}}^2. \quad (6.57)$$

Wie wir im folgenden zeigen werden, ist diese Annahme im allgemeinen *unzulässig* und führt lediglich in einem Spezialfall zum richtigen Ergebnis, so daß prinzipiell alle veröffentlichten *analytischen* Systemanforderungen und Kapazitätsuntersuchungen in diesem Sinne kritisch hinterfragt werden müssen.

Zur Erleichterung der Bestimmung angemessener minimal notwendiger mittlerer optischer Leistungspegel  $P_{\text{min}}$  und damit adäquaten Systemdesigns, wollen wir daher in diesem Kapitel Gleichung (6.56) als Funktion des  $Q_{\text{el}}$ -Faktors umschreiben, da der Zusammenhang zwischen letzterem und der Bitfehlerrate durch die in Kapitel 3.2.1 aufgestellte Gleichung (3.18) eindeutig ist. Obgleich die folgende Untersuchung auf intensitätsmodulierte Systeme beschränkt ist, kann der Übergang auf winkelmodulierte Übertragungskonzepte unmittelbar in einem völlig analogen Gedankengang vollzogen werden.

#### 6.5.2.1 – bei direkter Detektion

Das einfallende, verrauschte Feld wird im Empfänger an der Photodiode quadriert, da der Photodiodenstrom zur optischen Leistung  $P$  proportional ist und zwischen dieser und der Feldstärke  $E$  der Zusammenhang  $P \propto |E|^2$  gilt. Dadurch kommt es zur Ausbildung der Summen- und Differenzfrequenzen zwischen unterschiedlichen Spektralanteilen, wobei jedoch lediglich letztere die nachfolgenden elektrischen Filter passieren. Das resultierende Schwebungssignal wird auch in der deutschsprachigen Fachliteratur zumeist mit dem englischen Begriff *Beat-Signal* oder auch *Beating* bezeichnet. Bei *Direktdetektion* (DD) entstehen folgende Beatprozesse, die durch die jeweiligen Varianzen  $\sigma_i^2$  quantifizierbar sind:

- Signal-Signal-Beating (das eigentliche Signal)  $\sigma_{\text{sig}}^2$

- Signal-ASE-Beating  $\sigma_{\text{sig-ASE}}^2$
- ASE-ASE-Beating  $\sigma_{\text{ASE-ASE}}^2$
- ASE-Schrotrausch-Beating  $\sigma_{\text{ASE-shot}}^2$

Ferner ergibt sich noch ein Schrotrauschanteil des Signals, der durch  $\sigma_{\text{shot}}$  quantifiziert sei. Wir nutzen nun zur mathematischen Beschreibung die in Kapitel 6.3.2 vorgestellte Modellierung der gesamten Faser/Verstärker-Kaskade als ein geschlossenes Element, das durch Angabe des makroskopischen Gewinns  $G_{\text{cas}} = 1$  und der Rauschzahl  $F_{\text{cas}}$  nach Gleichung (6.42) eindeutig charakterisiert ist. Als vollständigen Ausdruck für den elektrischen  $Q_{\text{el}}$ -Faktor erhalten wir dann für den Direktempfänger mit Gleichung (3.16)

$$Q_{\text{el}} = \frac{R \cdot G_{\text{cas}} P_{\text{ave}}}{\sigma_{1,\text{DD}} + \sigma_{0,\text{DD}}}, \quad (6.58)$$

wobei  $P_{\text{ave}}$  die mittlere optische Empfangsleistung ist und die Empfindlichkeit der Photodiode  $R$  (engl.: Responsivity) mit dem Quantenwirkungsgrad  $\eta_{\text{qu}}$  und der Elementarladung  $q$  in folgendem Verhältnis steht

$$R = \frac{\eta_{\text{qu}} q}{h\nu}. \quad (6.59)$$

Entsprechend der Annahme in Kapitel 2.2.1 wurde auch in Gleichung (6.58) wiederum ein idealer Extinktionsgrad angenommen und folglich die optische Signalleistung der NULL zu  $P_0=0$  gesetzt. Die Standardabweichungen der EINS und der NULL in Gleichung (6.58),  $\sigma_1$  respektive  $\sigma_0$ , berechnen sich wie folgt aus der Überlagerung der einzelnen Rauschanteile [51]<sup>9</sup>

$$\begin{aligned} \sigma_{1,\text{DD}}^2 = & \underbrace{2q [R \cdot (G_{\text{cas}} P_i) + P_{\text{ASE}}] \cdot B_{\text{ef}}}_{\sigma_{\text{shot}}^2} + \underbrace{4R^2 (P_{\text{ASE}}/B_{\text{opt}})^2 \cdot B_{\text{opt}} B_{\text{ef}}}_{\sigma_{\text{ASE-ASE}}^2} \\ & + \underbrace{4R^2 G_{\text{cas}} P_i (P_{\text{ASE}}/B_{\text{opt}}) \cdot B_{\text{ef}}}_{\sigma_{\text{sig-ASE}}^2} + \underbrace{4qR (P_{\text{ASE}}/B_{\text{opt}}) \cdot B_{\text{of}} B_{\text{ef}}}_{\sigma_{\text{shot-ASE}}^2}. \end{aligned} \quad (6.60)$$

Hierin sind  $B_{\text{of}}$  und  $B_{\text{ef}}$  die Bandbreite des optischen respektive elektrischen Empfängerfilters und  $B_{\text{opt}}$  die effektive optische Bandbreite, in welcher spontane Emission erfolgt. Durch den in Kapitel 6.4 beschriebenen Selbstfilterungseffekt einer Verstärkerkaskade nimmt  $B_{\text{opt}}$  mit Erhöhung der Anzahl von Zwischenverstärkern ab. Im allgemeinen wird jedoch die optische Bandbreite durch das empfängerseitige optische Filter determiniert, so daß  $B_{\text{opt}}$  durch  $B_{\text{of}}$  zu ersetzen ist.

<sup>9</sup>das thermische und das Dunkelstromrauschen wurde hierbei bereits gegenüber dem Rauschen der Verstärkerkaskade vernachlässigt



An dieser Stelle nutzen wir die in Kapitel 6.3.2 berechnete Rauschzahl  $F_{\text{cas}}$ , die mit der gesamten Rauschleistung  $P_{\text{ASE}}$  und dem Gewinn der Kaskade nach Gleichung (6.10) in folgendem Verhältnis steht

$$F_{\text{cas}} = \frac{P_{\text{in}}}{\frac{1}{2}(h\nu) \cdot B_{\text{opt}}} \cdot \frac{P_{\text{ASE}}}{G_{\text{cas}} P_{\text{in}}} = \frac{2P_{\text{ASE}}}{G_{\text{cas}} \cdot h\nu \cdot B_{\text{opt}}}, \quad (6.61)$$

mit der mittleren optischen Sendeleistung  $P_{\text{in}}$ . Da für den globalen Gewinn  $G_{\text{cas}}=1$  gilt, ergibt sich

$$P_{\text{in}} = P_{\text{ave}}. \quad (6.62)$$

Substituieren wir nun die Definitionsgleichung (6.59) der Photodiodenempfindlichkeit  $R$  und (6.61) in (6.60), so folgt daraus unter Ausnutzung der Identität (6.62) nachstehende, äquivalente Formulierung des Rauschens der EINS ( $i = 1$ ) respektive NULL ( $i = 0$ )

$$\begin{aligned} \sigma_{i,\text{DD}}^2 = & \underbrace{q^2 \eta_{\text{qu}} [2/(h\nu) \cdot P_{\text{sig}} B_{\text{ef}} + F_{\text{cas}} B_{\text{ef}}]}_{\sigma_{\text{shot}}^2} + \underbrace{(\eta_{\text{qu}} q F_{\text{cas}})^2 B_{\text{of}} B_{\text{ef}}}_{\sigma_{\text{ASE-ASE}}^2} \\ & + \underbrace{2 \cdot (\eta_{\text{qu}} q)^2 F_{\text{cas}} P_{\text{sig}} B_{\text{ef}} / (h\nu)}_{\sigma_{\text{sig-ASE}}^2} + \underbrace{2 \eta_{\text{qu}} q^2 F_{\text{cas}} B_{\text{of}} B_{\text{ef}}}_{\sigma_{\text{shot-ASE}}^2}. \end{aligned} \quad (6.63)$$

Unter Berücksichtigung der äußerst hohen Rauschzahlen  $F_{\text{cas}}^{10}$  im Vergleich zum Eigenrauschen des Empfängers wird aus Gleichung (6.63) deutlich, daß das Signal-ASE- und das ASE-ASE-Beatrauschen, quantifiziert durch  $\sigma_{\text{sig-ASE}}^2$  respektive  $\sigma_{\text{ASE-ASE}}^2$ , die effektiv erreichbare Empfängerempfindlichkeit bestimmen.

Für optisch zwischen- und vorverstärkte DD-Systeme kann nun durch Substitution von (6.63) in Gleichung (6.58) eine charakteristische Gleichung für  $P_{\text{ave}}$  abgeleitet werden, deren Lösung nach längerer, mathematisch jedoch trivialer Rechnung schließlich nachstehenden Ausdruck ergibt [52]

$$P_{\text{ave}} = (h\nu) \cdot F_{\text{cas}} B_{\text{ef}} \left[ Q_{\text{el}}^2 + Q_{\text{el}} \cdot \sqrt{\frac{B_{\text{of}}}{B_{\text{ef}}}} \right]. \quad (6.64)$$

Wird demnach ein minimales  $Q_{\text{el,min}}$ , entsprechend einem maximalen BER-Floor, als Systemanforderung vorgegeben, so beträgt nach Gleichung (6.64) die minimal erforderliche mittlere optische Sendeleistung bei direkter Detektion  $P_{\text{min,DD}}$

$$P_{\text{min,DD}} = (h\nu) \cdot F_{\text{cas}} B_{\text{ef}} \left[ Q_{\text{el,min}}^2 + Q_{\text{el,min}} \cdot \sqrt{\frac{B_{\text{of}}}{B_{\text{ef}}}} \right]. \quad (6.65)$$

<sup>10</sup>siehe Abbildung 6.11

Mithin ist es uns gelungen, die Gleichung (6.56) in die gewünschte Form umzuschreiben.

Durch Substitution der Rauschzahl  $F_{\text{cas}}$  nach Gleichung (6.42) erhalten wir aus dem Vergleich von (6.65) und (6.56) mit (3.19) nachstehende Identität

$$\text{SNR}_{\text{opt,min}} = \frac{B_{\text{ef}}}{B_{\text{of}}} \cdot \left[ \text{SNR}_{\text{el,min}} + \sqrt{\text{SNR}_{\text{el,min}}} \cdot \sqrt{\frac{B_{\text{of}}}{B_{\text{ef}}}} \right]. \quad (6.66)$$

Es sei nochmals ausdrücklich erwähnt, daß die Gültigkeit dieser Gleichung das Dominieren des akkumulierten Verstärkerrauschens gegenüber sämtlichen anderen Rauschgrößen, einschließlich der Vakuumfluktuationen, sowie den Einsatz eines optischen Empfangsfilters zur Rauschfilterung bedingt. Diese Voraussetzungen werden im allgemeinen in optisch-zwischenverstärkten Systemen mit einer Vielzahl optischer Verstärker oder mit großen Verstärkerabständen erfüllt sein. Wir führen nun darüber hinaus folgende Näherung durch

$$\text{SNR}_{\text{el,min}} \gg \sqrt{\text{SNR}_{\text{el,min}}} \cdot \sqrt{\frac{B_{\text{of}}}{B_{\text{ef}}}}, \quad (6.67)$$

die äquivalent ist zur Forderung

$$\text{SNR}_{\text{el,min}} \gg \frac{B_{\text{of}}}{B_{\text{ef}}}. \quad (6.68)$$

Berücksichtigt man, daß analytische Berechnungen optisch-zwischenverstärkter Systeme eine minimal zulässige optische Bandbreite von  $B_{\text{of,min}} = 4 \cdot B$  ergeben [53] und die elektrische Filterbandbreite im Bereich von  $B_{\text{ef}} \approx 0.5 \dots 0.7 \cdot B$  liegt, so erhalten wir aus Gleichung (6.68) die Bedingung  $\text{SNR}_{\text{el,min}} \gg 8$ . Wie in Kapitel 3.2.1 erläutert, ergibt sich jedoch bereits im ideal senderseitig-quantenrauschbegrenzten, unverstärkten System für eine Bitfehlerrate von  $\text{BER} = 10^{-9}$  eine minimale Systemanforderung von  $\text{SNR}_{\text{el,qu}} = 36$ , so daß die Annahme (6.68) bei optisch-schmalbandiger Filterung erfüllt sein wird. Anders verhält es sich jedoch, falls breitbandige optische Filter eingesetzt werden. Wird beispielsweise in einem 10 Gbit/s-Übertragungssystem anstelle eines  $B_{\text{opt,min}} = 40$  GHz-Filters ein optischer Bandpaß der Breite  $B_{\text{opt}} = 4 \text{ nm} \approx 500 \text{ GHz}$  eingesetzt, so bedingt die Zulässigkeit der Näherung (6.68) nun  $\text{SNR}_{\text{el,min}} \gg 100$  ( $=20 \text{ dB}$ ).

Bei Gültigkeit von (6.68) erhalten wir aus (6.66) die Beziehung

$$\frac{\text{SNR}_{\text{opt,min}}}{\text{SNR}_{\text{el,min}}} \approx \frac{B_{\text{ef}}}{B_{\text{of}}}. \quad (6.69)$$

Der Vergleich von (6.57) und (6.69) verdeutlicht, daß in ersterer Annahme implizit die Identität



$$\frac{B_{\text{ef}}}{B_{\text{of}}} = 1 \quad (6.70)$$

enthalten ist, die jedoch in keinem praktischen optisch-zwischenverstärkten System erfüllt sein dürfte. Mithin ist der durch einfache Substitution des elektrischen SNR anstelle des optischen SNR in Gleichung (6.66) ermittelte minimal erforderliche optische Sendepiegel um den Faktor  $B_{\text{of}}/B_{\text{ef}}$  zu erhöhen, um den korrekten Wert für  $P_{\text{min,DD}}$  zu erhalten.

Im letzten Kapitel hatten wir anhand von Abbildung 6.11 geschlossen, daß aufgrund der immens hohen Rauschzahlen realistischer Verstärkerkaskaden die effektiv erreichbare Empfindlichkeit nicht durch die Back-to-Back-Empfängerempfindlichkeit gegeben ist, sondern vielmehr durch die rauschbehaftete Übertragungsstrecke an sich determiniert ist. Um diese Aussage quantitativ zu belegen, nutzen wir den Zusammenhang zwischen der minimal erforderlichen optischen Leistung  $P_{\text{min}}$  und der entsprechenden minimalen mittleren Photonenanzahl  $S_{\text{min}}$  pro Datenbit, gemäß

$$S_{\text{min,DD}} = \frac{P_{\text{min,DD}}}{(h\nu) \cdot B}, \quad (6.71)$$

wobei  $B$  die Bitrate des Systems ist. Durch Substitution in Gleichung (6.65) erhalten wir mit der elektrischen Filterbandbreite von  $B_{\text{ef}} \approx 0.5 \cdot B$

$$S_{\text{min,DD}}|_{B_{\text{ef}} = 0.5 \cdot B} = \frac{F_{\text{cas}}}{2} \left[ Q_{\text{el,min}}^2 + Q_{\text{el,min}} \cdot \sqrt{\frac{2B_{\text{of}}}{B}} \right]. \quad (6.72)$$

Hiernach liegt die Systemperformance aufgrund hoher Rauschzahlen  $F_{\text{cas}}$  entscheidend über der theoretischen Quantenrauschgrenze rauschbehafteter optischer Quellen. Da die erforderliche Photonenanzahl  $S_{\text{min,DD}}$  direkt proportional zu  $F_{\text{cas}}$  ist, können die erforderlichen Werte in einfacher Weise den Abbildungen 6.11a und b entnommen werden, so daß prinzipiell aus dieser Betrachtung dieselben Schlußfolgerungen hinsichtlich der Notwendigkeit geringer Verstärkerabstände bei höheren Übertragungslängen resultieren. Gleichung (6.72) bestätigt ebenfalls die Erwartungen hinsichtlich einer Verbesserung der erreichbaren Systemperformance durch den Einsatz optischer Filter.

Bislang sind wir davon ausgegangen, daß der Signalpegel der logischen NULL  $P_0=0$  ist und folglich der Amplitudenmodulationsindex  $m_{\text{ASK}}=1$  ist. Die obigen Gleichungen lassen sich unmittelbar auf andere AM-Indizes überführen, falls wir folgende Substitution durchführen

$$P_{\text{min,DD}} = 1 \cdot P_{\text{min,DD}} \longrightarrow m_{\text{ASK}} \cdot P_{\text{min,DD}}. \quad (6.73)$$

Damit ergibt sich die verallgemeinerte Form der Gleichung (6.65) zu

$$P_{\min,DD}(m_{\text{ASK}}) = (h\nu) \cdot F_{\text{cas}} \frac{B_{\text{ef}}}{m_{\text{ASK}}} \left[ Q_{\text{el,min}}^2 + Q_{\text{el,min}} \cdot \sqrt{\frac{B_{\text{of}}}{B_{\text{ef}}}} \right]. \quad (6.74)$$

Mithin nimmt die minimal erforderliche mittlere optische Leistung bei invariantem Verstärkerrauschen und Verringerung des AM-Indizes zu. Dies wird unmittelbar verständlich, wenn man bedenkt, daß die Zunahme des Pegels  $P_{\min,DD}$  der Abnahme der Extinktion durch Reduktion von  $m_{\text{ASK}}$  zur Bewahrung der Systemgüte  $Q_{\text{el,min}}$  entgegenwirken muß.

Schließlich sei erwähnt, daß Gleichung (6.72) auch unmittelbar zur Beschreibung der isolierten Performance optisch-vorverstärkter Direktempfänger angewendet werden kann. Hierzu ist jedoch die Rauschzahl der Verstärkerkaskade  $F_{\text{cas}}$  durch die Rauschzahl eines singulären optischen Verstärkers  $F_{\text{OA}}$  zu ersetzen. Für den Idealwert des Inversionsfaktors  $n_{\text{sp,id}} = 1$  bzw. einem Rauschmaß von  $F_{\text{OA}} = 3$  dB sowie für eine minimale optische Filterbreite von  $B_{\text{of}} = B$  ergibt die Forderung  $Q_{\text{el,min}} = 6$  bei voller Durchmodulation nach Gleichung (6.72) eine minimale Photonenzahl von  $S_{\min,DD} = 44.5$  Photonen/Bit.<sup>11</sup> Dies liegt weit unterhalb der typischen Werte von PIN-Empfängern, so daß folglich im nachhinein die in Kapitel 4.4.3 vorgestellten experimentellen Ergebnisse analytisch bestätigt sind.

Zusammenfassend können wir schließen, daß der genaue Wert  $P_{\min,DD}$  und die entsprechende erforderliche Photonenzahl  $S_{\min,DD}$  nicht nur eine Funktion der Systemanforderung  $Q_{\text{el,min}}$  ist, sondern auch entscheidend durch die Wahl der Filterbandbreiten beeinflußt werden kann. Desweiteren zeigte sich, daß Ergebnisse scheinbar objektiver Studien in großem Maße durch die Wahl der Systemanforderung beeinflußt werden können, da es je nach Parameterkombination zu einer Schwankung von mehr als einer Größenordnung der minimal erforderlichen Leistung kommen kann. Im besonderen führen utopische SNR-Anforderungen bei der Betrachtung faseroptischer Nichtlinearitäten zu fehlerhaften Schlußfolgerungen hinsichtlich der Kapazitätsgrenzen praktische Systeme.

### 6.5.2.2 – bei kohärenter Detektion

In völliger Analogie zur mathematischen Behandlung des direkten Empfängers läßt sich das Signal-Rauschverhältnis des kohärenten Empfängers ableiten, wobei auch hier wiederum das Schrotrauschen des Signals und das thermische Rauschen gegenüber den anderen Anteilen vernachlässigbar sind. Entscheidend sind demnach ausschließlich das ASE-ASE-Beatrauschen sowie der LO-ASE-Mischterm. Wir erhalten

$$\text{SNR}_{\text{el,CD}} = Q_{\text{el}}^2 = \frac{2R^2 P_{\text{ave}} P_{\text{LO}}}{\sigma_{\text{ASE-ASE}}^2 + \sigma_{\text{LO-ASE}}^2}, \quad (6.75)$$

<sup>11</sup>Mit geringfügige anderen Parametern wird auch gelegentlich  $S_{\min,DD} = 38$  Photonen/Bit angegeben.



mit

$$\sigma_{\text{ASE-ASE}}^2 = 2 \cdot q \cdot R \cdot P_{\text{LO}} B_{\text{el}} = 2 \cdot q^2 \cdot \eta_{\text{qu}} \cdot B_{\text{ef}} / (h\nu) \quad (6.76)$$

$$\sigma_{\text{LO-ASE}}^2 = 4 \cdot R^2 P_{\text{LO}} \cdot (P_{\text{ASE}} / B_{\text{opt}}) \cdot B_{\text{ef}} = 2 \cdot q^2 \eta_{\text{qu}}^2 F_{\text{cas}} P_{\text{LO}} B_{\text{ef}} / (h\nu), \quad (6.77)$$

wobei zur Umformung wiederum von Gleichung (6.59) Gebrauch gemacht wurde. Schließlich ergibt sich mit  $B_{\text{ef}} = 0.5 \cdot B$  und einer zu Gleichung (6.71) analogen Beziehung für die benötigte mittlere Photonenanzahl des intensitätsmodulierten Systems mit kohärenter Detektion der Ausdruck [52]

$$S_{\text{min,CD}} = Q_{\text{el,min}}^2 \cdot \left[ \frac{F_{\text{cas}}}{2} + \frac{(h\nu) F_{\text{cas}}^2 \cdot B_{\text{of}}}{2 \cdot P_{\text{LO}}} \right]. \quad (6.78)$$

Im Gegensatz zum Direktempfänger ist demnach der Einfluß des ASE-ASE-Beatraschen durch entsprechende Erhöhung der Leistung des Lokaloszillators reduzierbar, wodurch bei ausreichendem Pegel die Notwendigkeit eines optischen Empfängerfilters entfällt. Wir erhalten dann aus Gleichung (6.78)

$$S_{\text{min,CD}} = \frac{1}{2} \cdot Q_{\text{el,min}}^2 \cdot F_{\text{cas}}. \quad (6.79)$$

Die Verschlechterung der Empfängergüte ist demnach unmittelbar durch die Rauschzahl der Verstärkerkaskade gegeben. Ein Vergleich mit der charakteristischen Gleichung des DD-Empfängers (6.72) verdeutlicht, daß es bei letzterem aufgrund des ASE-ASE-Beatraschens im Falle identischer Verstärkerkonfiguration zu einem höheren Penalty kommt als beim kohärenten Empfänger. Physikalisch wird dies deutlich, wenn man bedenkt, daß beim DD-Verfahren im optischen Vorverstärker sowohl das Signal als auch die ASE vorverstärkt werden. Mithin ergibt sich für das Signal-ASE-Beatraschen derselbe Verstärkungseffekt wie für das ASE-ASE-Beatraschen. Bei CD-Empfang mischt jedoch die ASE unverstärkt mit sich selbst, so daß dieser Anteil gegenüber dem LO-ASE-Beatraschen durch Anhebung der Verstärkung  $P_{\text{LO}}$  unterdrückt werden kann. Der genaue Penaltyunterschied ist entscheidend durch die Parameterdimensionierung gegeben. Bei unadäquat großer optischer Filterbandbreite kann die Differenz im Langstreckensystem von mehreren 1000 km Länge mehr als 5 dB betragen. Bei angepaßter Filterung liegt der Unterschied jedoch lediglich im Bereich von 1 dB-2 dB bei einem Multimegameter-System. Berücksichtigt man ferner, daß winkelmodulierte kohärente Langstreckensysteme durch faseroptische Nichtlinearitäten stärker beeinträchtigt werden als IM/DD-Systeme<sup>12</sup>, so läßt sich aus der geringfügig besseren Verstärkerperformance kein Vorteil kohärenter Systeme ableiten.

<sup>12</sup>siehe weiter unten

# Teil III

## Faseroptische Nichtlinearitäten



## Kapitel 7

# Mathematische Beschreibung der nichtlinearen, dispersiven Glasfaser

### Vorbemerkung

Zur Vermeidung von Verständnisproblemen sei daran erinnert, daß der Begriff *Polarisation* in der Elektrotechnik mehrfach belegt ist. Am ehesten gelingt die Differenzierung anhand einer der beiden Differentialgleichungen, welche die Maxwell'schen Gesetze ergänzen. Hier- nach gilt zwischen der dielektrischen Verschiebungsdichte  $\vec{D}$ , der elektrischen Feldstärke  $\vec{E}$  und der Polarisation eines Mediums  $\vec{P}$  folgender Zusammenhang:

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) + \vec{P}(\vec{r}, t).$$

Zum einen ist die Polarisation ( $\vec{P}$ ) eine Charakterisierung der vektoriellen Eigenschaft der elektrischen Feldstärke, gleichzeitig beschreibt dieser Term aber auch die Reaktion eines dielektrischen Mediums (Ausrichtung von Dipolen) auf eine einfallende elektromagnetische Welle ( $\vec{E}$ ). Beim Verfassen der Arbeit wurde darauf geachtet, daß die jeweilige Bedeutung eindeutig aus dem Kontext hervorgeht.

Beim Propagieren einer elektromagnetischen Welle durch ein dielektrisches Medium findet eine Wechselwirkung zwischen Welle und Medium statt. Das zeitlich veränderliche elektrische Feld  $\vec{E}$  erzwingt eine oszillierende Verschiebung der Elektronen relativ zu den positiven Ionen und Atomkernen. Dieses Hervorrufen und Ausrichten von Dipolen führt zu einer entsprechenden Polarisation  $\vec{P}$ . Für geringe Feldstärken verhält sich die Verschiebung und folglich auch die induzierte Polarisation *linear* zur verursachenden Feldstärke. Für *nichtdispersive* Medien gilt dann der Zusammenhang

$$\vec{P}(t) = \epsilon_0 \cdot \chi^{(1)} \vec{E}(t). \quad (7.1)$$

Hierbei bezeichnen  $\epsilon_0$  die Permittivität des Vakuums und  $\chi^{(1)}$  den zweistufigen *Suszeptibilitätstensor* erster Ordnung.

Überschreitet die optische Eingangsleistung einen Schwellenwert, so zeigt sich, daß die lineare Beschreibung des Mediums gemäß Gleichung (7.1) nicht mehr ausreichend ist. Unter dem Einfluß des erhöhten elektrischen Feldes führen die Elektronen nunmehr unharmo- nische Bewegungen aus. Während gewöhnlich die nichtlinearen Effekte in dielektrischen

Medien vernachlässigbar und die Schwellenwerte entsprechend hoch sind, kommt es bei der faseroptischen Nachrichtenübertragung zu einer mehrfachen Anhebung der Nichtlinearitäten: Durch den sehr kleinen Fleckradius der geführten Wellen (im  $\mu\text{m}$ -Bereich) haben bereits relativ geringe optische Leistungen in der Glasfaser hohe Intensitäten bzw. Feldstärken zur Folge. Desweiteren können die Streckenlängen einige tausend Kilometer betragen, so daß die Länge der Wechselwirkung von Feld und Materie sehr groß ist. Im besonderen ist es daher für das Design von Weitverkehrsverbindungen und optischen Mehrkanalsystemen unumgänglich, den nichtlinearen Zusammenhang zwischen induzierter Polarisierung und elektrischer Feldstärke zu berücksichtigen.

Die allgemeingültige Bestimmung der Polarisierung als nichtlineare Funktion der elektrischen Feldstärke erfordert einen mikroskopischen, quantenmechanischen Ansatz. Für optische Frequenzen weitab von Materialresonanzen kann man sich jedoch auf eine *phänomenologische Betrachtung* beschränken, d.h. anstelle der genauen analytischen Berechnung der Suszeptibilitäten aus Eigenschaften der gedämpften Oszillatoren des Mediums werden phänomenologisch Größen eingeführt, welche formal die Auswirkungen beschreiben. Die Werte solcher Größen werden direkt oder gegebenenfalls durch Ausnutzung gewisser Materialsymmetrierelationen analytisch aus Messungen ermittelt. Da der für die optische Übertragung genutzte Frequenzbereich aus Dämpfungsgründen weitab der Molekular- und Elektronenresonanzen von dotiertem Silica-Glas liegt, ist eine derartige Betrachtung berechtigt.

Für den Fall des *nichtdispersiven*, nichtlinearen Mediums müssen dann bei einer Taylorreihenentwicklung der schnell-oszillierenden Polarisierung  $\vec{P}$  nach dem propagierenden Gesamtfeldstärkevektor  $\vec{E}$  Anteile höherer Ordnung berücksichtigt werden. Es ergibt sich folgender Zusammenhang

$$\vec{P}(t) = \epsilon_0 \left[ \chi^{(1)} \cdot \vec{E}(t) + \chi^{(2)} \cdot \vec{E}(t)\vec{E}(t) + \chi^{(3)} \cdot \vec{E}(t)\vec{E}(t)\vec{E}(t) + \dots \right], \quad (7.2)$$

wobei die  $\chi^{(i)}(t)$  zeitabhängige Tensoren sind, deren Elemente phänomenologisch eingeführte Proportionalitätskonstanten sind. Für das Verständnis der Nichtlinearitäten ist es wichtig zu wissen, daß Silicaglas trotz seiner regellosen Molekularstruktur mikroskopisch betrachtet eine Inversionssymmetrie der Moleküle (auch als Zentralsymmetrie bezeichnet) aufweist [54]. Makroskopisch hat dies zur Folge, daß sämtliche Suszeptibilitätstensoren gerader Ordnung näherungsweise Null sind. Zwar können durch die Existenz elektrischer Quadrupole und magnetischer Dipole sowie bei Präsenz von Dotierstoffen im Quarzglas nichtlineare Effekte zweiter Ordnung dennoch auftreten; bei den für die optische Nachrichtentechnik verwendeten Standardfasern sind diese jedoch vernachlässigbar.



Wie experimentelle Untersuchungen belegen, können die in der Glasfaser wirkenden nichtlinearen Effekte hinreichend durch Berücksichtigung des Anteils dritter Ordnung beschrieben werden. Mithin vereinfacht sich (7.2) zu

$$\vec{P}(t) = \epsilon_0 \left[ \chi^{(1)} \cdot \vec{E}(t) + \chi^{(3)} \cdot \vec{E}(t) \vec{E}(t) \vec{E}(t) \right]. \quad (7.3)$$

Hieraus wird ersichtlich, daß es ab gewissen Leistungsdichten beim optischen Einkanalsystem zu einer Selbstbeeinflussung des propagierenden Feldes kommt. Dies macht sich in einer Veränderung des Spektrums und in dispersiven Glasfasern mithin auch der zeitlichen Signalform bemerkbar. Auf optische Mehrkanalsysteme angewendet drückt Gleichung (7.3) aus, daß es zu einer Generation neuer Frequenzkomponenten und folglich zu einem Übersprechen zwischen unterschiedlichen Kanälen kommt. Dies kann die Systemperformance stark beeinträchtigen.

Der Begriff der *Dispersion* wurde in Kapitel 5 makroskopisch über die nichtlineare Frequenzabhängigkeit der Ausbreitungskonstanten  $\beta$  eingeführt. Diese Abhängigkeit resultiert auf mikroskopischer Ebene aus der endlichen Reaktionszeit der Oszillatoren und Dipole des Mediums bei der Ausrichtung nach dem zeitlich oszillierenden, propagierenden elektrischen Feld. Entsprechend ist die Taylorreihe (7.3) für den Fall des *dispersiven*, nichtlinearen Mediums durch einen Voltererrareihenansatz zu ersetzen, der die Zeitabhängigkeit der Suszeptibilitäten  $\chi^{(i)}$  als eigentliche Ursache der Dispersion berücksichtigt. Wir erhalten

$$\vec{P}(t) = \epsilon_0 \left[ \underbrace{\chi^{(1)}(t) * \vec{E}(t)}_{\vec{P}_{\text{lin}}(t)} + \underbrace{\chi^{(3)}(t) * \vec{E}(t) \vec{E}(t) \vec{E}(t)}_{\vec{P}_{\text{nl}}(t)} \right]. \quad (7.4)$$

Hierin bezeichnet  $*$  die Tensorfaltung. Es sei darauf hingewiesen, daß das Ausklammern der Permittivität des Vakuums  $\epsilon_0$  willkürlich, im Sinne einer Vereinfachung der Formulierung der Wellengleichung an späterer Stelle eingeführt wurde. Die beiden Komponenten des Polarisationsvektors  $\vec{P}$  sind nun wie folgt berechenbar

$$\tilde{P}_{a,\text{lin}}(t) = \sum_b \int_{-\infty}^{+\infty} \chi_{ab}^{(1)}(t-t') \cdot \tilde{E}_b(t') dt', \quad (7.5)$$

$$\tilde{P}_{a,\text{nl}}(t) = \sum_{bcd} \int \int \int_{-\infty}^{+\infty} \chi_{abcd}^{(3)}(t-t', t-t'', t-t''') \cdot \tilde{E}_b(t') \tilde{E}_c(t'') \tilde{E}_d(t''') dt' dt'' dt''', \quad (7.6)$$

wobei  $a, b, c, d = x, y, z$  gilt. Der nichtlineare Polarisationsvektor  $\vec{P}_{\text{nl}}$  errechnet sich demnach aus dem inneren Produkt des vierstufigen Suszeptibilitätstensors  $\chi^{(3)}$  und des, aus

dem äußeren Produkt dreier Vektoren gebildeten dreistufigen Tensors  $\tilde{E}\tilde{E}\tilde{E}$ . Bekanntlicherweise ergibt die Multiplikation eines vierstufigen und eines dreistufigen Tensors einen einstufigen Tensor (=Vektor).

## 7.1 Exakte nichtlineare Wellengleichung

In diesem Abschnitt werden wir die Grundgleichung der Wellenausbreitung in nichtlinearen, dispersiven Medien herleiten. Obgleich der Schwerpunkt der Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit auf den sogenannten parametrischen Nichtlinearitäten<sup>1</sup> liegt, soll dennoch in den nachfolgenden Abschnitten die gesamte Theorie zur Beschreibung faseroptischer Nichtlinearitäten, einschließlich der Streuprozesse entwickelt werden, um so eine breitere Verständnisgrundlage zu schaffen, die weiterführenden Arbeiten als gute Basis dienen möge. In einem ersten Schritt werden wir hierzu die exakte Wellengleichung aus den Maxwell'schen Gleichungen herleiten, in denen die Nichtlinearitäten noch geschlossen in Form des  $\chi^{(3)}$ -Tensors erfaßt werden. Anschließend erfolgt eine sehr detaillierte Aufgliederung und Zuweisung nichtlinearer Einzeleffekte zu Anteilen der nichtlinearen Suszeptibilität. Diese Aufspaltung ermöglicht die getrennte Studie der Effekte und folglich die Erfassung der spezifischen Abhängigkeit von Systemparametern. Trotz der mathematischen Komplexität dieses Abschnitts wird doch die Wirkungsweise und der jeweilige Beschreibungsformalismus der Einzeleffekte besonders deutlich. Abschließend werden wir als sehr gute Näherung der exakten Wellengleichung die generalisierte nichtlineare Schrödingergleichung herleiten, welche die Grundlage sämtlicher analytischer und numerischer Betrachtungen der parametrischen nichtlinearen Prozesse bildet.

Ausgangspunkt der Ableitung der Wellengleichung für nichtlineare, dispersive Medien bilden die Maxwell'schen Gleichungen. Für die Glasfaser, die ein quellfreies, nichtleitendes Medium ohne freie Ladungsträger ist, nehmen sie die folgende Form an

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (7.7)$$

$$\text{rot} \vec{H} = +\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (7.8)$$

$$\text{div} \vec{D} = 0 \quad (7.9)$$

$$\text{div} \vec{B} = 0. \quad (7.10)$$

Hierbei bezeichnen  $\vec{E}$  und  $\vec{H}$  die elektrische respektive die magnetische Feldstärke sowie

<sup>1</sup>siehe weiter unten



$\vec{D}$  und  $\vec{B}$  die jeweiligen Flußdichten. Ergänzt werden obige Gleichungen durch folgende Beziehungen

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}, \quad (7.11)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{M}, \quad (7.12)$$

die den Einfluß des schnell oszillierenden Gesamtpolarisationsvektors  $\vec{P}$  und der Magnetisierung  $\vec{M}$  erfassen. Letztere kann für die Glasfaser zu  $\vec{M} = \vec{0}$  gesetzt werden. Durch Bildung der Rotation von Gleichung (7.7) und Substitution von Gleichung (7.12) erhalten wir

$$\text{rot rot } \vec{E} = -\text{rot} \left( \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) \quad (7.13)$$

$$= -\mu_0 \cdot \text{rot} \left( \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \right) \quad (7.14)$$

$$= -\mu_0 \cdot \frac{\partial}{\partial t} (\text{rot } \vec{H}) = -\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{D}}{\partial t^2}. \quad (7.15)$$

wobei wir zur letzten Umformung von der Beziehung (7.8) Gebrauch gemacht haben. Für den Vektor der dielektrischen Verschiebungsdichte  $\vec{D}$  folgt aus (7.11)

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \epsilon_0 \left[ \vec{E} + \vec{P}_{\text{lin}} + \vec{P}_{\text{nl}} \right], \quad (7.16)$$

mit  $\vec{P}_{\text{lin}}$  und  $\vec{P}_{\text{nl}}$  nach Gleichung (7.5) respektive (7.6). Zur weiteren Umformung nutzen wir die Beziehungen

$$\text{rot rot } \vec{E} = \text{grad div } \vec{E} - \Delta \vec{E} \quad (7.17)$$

und

$$\mu_0 \epsilon_0 = \frac{1}{c^2}, \quad (7.18)$$

wobei  $\Delta$  der Laplace-Operator ist und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum bezeichnet. Durch Einsetzen von (7.16), (7.17) und (7.18) in (7.15) erhalten wir folgende exakte Wellengleichung für dispersive, nichtlineare Glasfasern

$$-\text{grad div } \vec{E} + \Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 [\vec{P}_{\text{lin}} + \vec{P}_{\text{nl}}]}{\partial t^2}. \quad (7.19)$$

Im Vergleich zu linearen, dispersiven Medien, erscheint demnach in nichtlinearen Medien die nichtlineare Polarisation als zusätzlicher Quellterm auf der linken Gleichungsseite. Das simultane Lösen der Gleichungen (7.19) und (7.5) sowie (7.6) bildet das *canonische Problem* der nichtlinearen Optik.

## 7.2 Aufspaltung des Gesamtkomplexes *Faseroptische Nichtlinearitäten*

### 7.2.1 Einführung nichtlinearer Einzeleffekte

In dem durch die Gleichungen (7.19), (7.5) und (7.6) gebildeten nichtlinearen Gleichungssystem werden die faseroptischen Nichtlinearitäten durch den zeitabhängigen Tensor  $\chi^{(3)}$  global berücksichtigt. Durch die Betrachtung in dieser geschlossenen Form lassen sich jedoch keine genauen Einblicke in die Abhängigkeiten von Systemparametern erkennen. Um die Auswirkungen einzelner Parameter, wie beispielsweise des Kanalabstands oder des Dispersionsparameters auf die nichtlineare Performancebeeinträchtigung vorhersagen zu können, ist daher eine Aufteilung des Gesamtkomplexes *Faseroptische Nichtlinearitäten* in unterschiedliche Einzeleffekte sinnvoll. Ein *Einzeleffekt* zeichnet sich hierbei durch eine konsistente Abhängigkeit von den Systemparametern aus. Diese Weise der Begriffseinführung vereinfacht wesentlich die Diagnose und Behebung nichtlinearer Störquellen im System. Wie der Real- und der Imaginärteil des komplexen, frequenzabhängigen Suszeptibilitätstensors  $X^{(1)}$  mit den linearen Parametern lineare Brechzahl  $n_{\text{lin}}$  und Dämpfungskonstante  $\alpha$  verknüpft werden können, so kann man auch spezifische nichtlineare Effekte Real- und Imaginäranteilen des Gesamttensors  $X^{(3)}$  im Frequenzbereich zuordnen. Dies ermöglicht die Durchführung isolierter Studien, so daß die gewonnenen Erkenntnisse unmittelbar in das Design des Gesamtsystems eingebracht werden können.

Die nichtlinearen Einzeleffekte können in zwei Gruppen unterschieden werden: Bei den *unelastischen Prozessen* nimmt die Glasfaser aktiv an der Wechselwirkung zweier oder mehrerer optischer Kanäle teil, indem sie zum Energie- bzw. Impulsausgleich Phononen bereitstellt. Mithin erfolgt bei diesen Prozessen ein partieller Energietransfer der propagierenden Felder an das Medium. Zu dieser Gruppe gehören der *Raman-* und der *Brillouin-Streuprozess*. Im Gegensatz hierzu wirkt die Faser bei den *elastischen* oder *parametrischen Prozessen* lediglich als passiver Vermittler, indem eine Welle auf einen Faserparameter (=Brechzahl) einwirkt, wodurch eine zweite Welle in ihrer Ausbreitung beeinflusst wird. Hierunter fällt die Selbstphasenmodulation (SPM) und die Kreuzphasenmodulation (XPM) sowie die Vier-Photonen-Mischung (4PM). Formal und auch anschaulich ist es möglich, die SPM und XPM als Spezialfälle der 4PM zu interpretieren und dann sämtliche parametrische Nichtlinearitäten unter dem Oberbegriff Vier-Photonen-Mischung zu subsummieren. Die Erfahrung zeigt jedoch, daß eine derartige Modellierung dem Systemingenieur eher die korrekte Diagnose und Beseitigung nichtlinearer Störeinflüsse erschwert als erleichtert. Aus rein physikalischer Sicht ist diese Begriffskonvention jedoch eher irrelevant; wesentlich ist lediglich, daß die parametrischen Effekte dadurch gekennzeichnet



sind, daß sich die Quantenzustände vor und nach der Wechselwirkung nicht voneinander unterscheiden. Mithin erfolgen während der Prozesse ausschließlich transiente und virtuelle Zustandsveränderungen.

Abbildung 7.1 verdeutlicht nochmals die Aufspaltung des Gesamtkomplexes in die nichtlinearen Einzeleffekte.

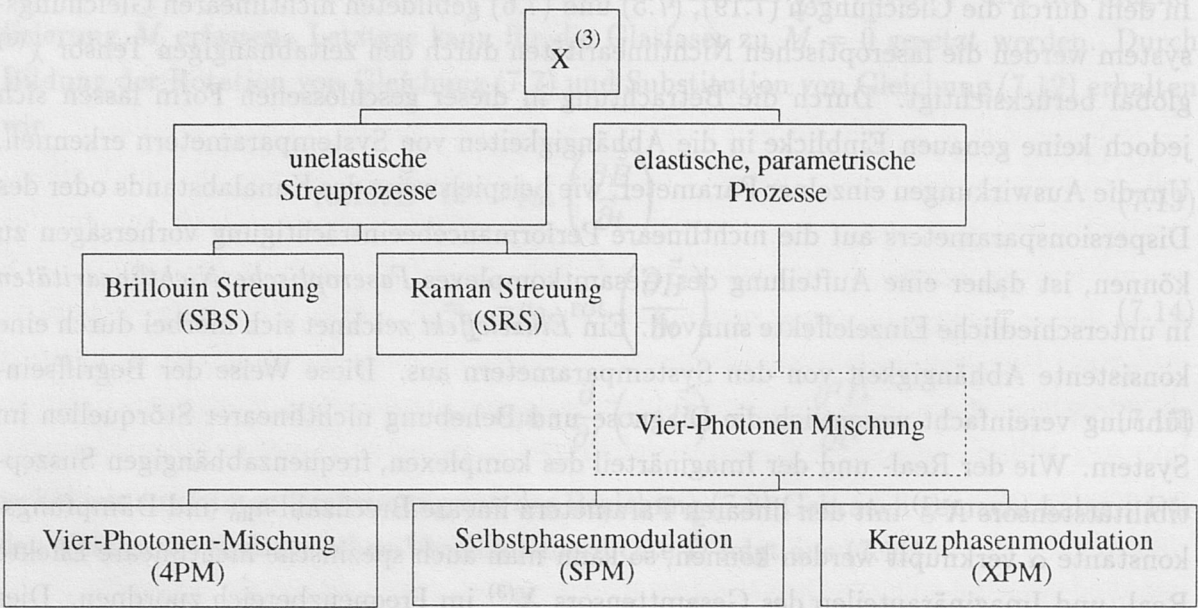


Abbildung 7.1: Übersicht der nichtlinearen Einzeleffekte

Je nach Modulationsverfahren und Systemkonfiguration sind die oben aufgeführten Effekte von unterschiedlicher Relevanz. Die Brillouin-Streuung und die Selbstphasenmodulation treten bereits bei optischen Einkanalssystemen auf. Bei ultra-hohen Datenraten über 100 Gbit/s kann darüber hinaus auch der Raman-Effekt bereits zu einer Selbstbeeinflussung eines singulären TDM-Kanals führen. Im Datenbereich bis 40 Gbit/s ist er jedoch nicht von Bedeutung. Bei Übergang zum Mehrkanalsystem kommen die Kreuzphasenmodulation, die Vier-Photonen-Mischung und schließlich die Raman-Streuung hinzu.

## 7.2.2 Zuordnung der Einzeleffekte zum Real- und Imaginärteil der nichtlinearen Suszeptibilität

### 7.2.2.1 Real- und Imaginärteil der komplexen dielektrischen Verschiebungsdichte

Da der zeitabhängige Suszeptibilitätstensors  $\chi^{(1)}$  mathematisch beschreibt, wie sich jede der drei Komponenten des elektrischen Feldvektors  $\vec{E}$  auf jede der drei des Polarisationsvektors  $\vec{P}$  auswirkt, besitzt er neun komplexe Elemente. In Erweiterung dessen hat der Suszeptibilitätstensor  $\chi^{(3)}$  81 komplexe Elemente. Aufgrund der in isotropen Stoffen geltenden Symmetrien reduziert sich letzterer jedoch auf 21 Komponenten, wovon lediglich drei voneinander unabhängig sind. Zur Vereinfachung nehmen wir im folgenden an, daß das propagierende Feld linear in  $x$ -Richtung, transversal zur Ausbreitungsrichtung  $z$  polarisiert sei. Mithin genügt zur vollständigen Beschreibung der Ausbreitung die Berücksichtigung eines komplexen Skalars der frequenzabhängigen Suszeptibilitäten. Es gelte  $\chi^{(1)} := \chi_{xx}^{(1)} := \chi_{xx,\text{re}}^{(1)} - j\chi_{xx,\text{imag}}^{(1)}$  bzw.  $\chi^{(3)} = \chi_{xxxx}^{(3)} = \chi_{xxxx,\text{re}}^{(3)} - j\chi_{xxxx,\text{imag}}^{(3)}$ . Aus Gründen der Übersichtlichkeit werden die Indizes  $x$  im folgenden bei der Notation weggelassen.

Ziel der nun folgenden Ableitung ist die erwähnte Zuordnung der nichtlinearen Einzeleffekte zum Real- bzw. Imaginärteil der Suszeptibilität  $\chi^{(3)}$ , deren Verständnis für die Interpretation der in Kapitel 7.3 abzuleitenden generalisierten Schrödingergleichung wesentlich ist. Ähnlich wie bei der linearen Wellengleichung in Kapitel 5.2 führen wir auch hierzu wieder die, relativ zur optischen Mittenkreisfrequenz  $\omega_0$ , langsam veränderlichen komplexen Hüllkurven der Polarisation  $\tilde{P}$ , der elektrischen Feldstärke  $\tilde{E}$  und der dielektrischen Verschiebungsdichte  $\tilde{D}$  ein

$$\tilde{E}(z, t) := \frac{1}{2} [A(z, t) \cdot e^{j\omega_0 t} + A^*(z, t) \cdot e^{-j\omega_0 t}], \quad (7.20)$$

$$\tilde{P}_{\text{lin}}(z, t) := \frac{1}{2} [P_{\text{lin}}(z, t) \cdot e^{j\omega_0 t} + P_{\text{lin}}^*(z, t) \cdot e^{-j\omega_0 t}], \quad (7.21)$$

$$\tilde{P}_{\text{nl}}(z, t) := \frac{1}{2} [P_{\text{nl}}(z, t) \cdot e^{j\omega_0 t} + P_{\text{nl}}^*(z, t) \cdot e^{-j\omega_0 t}], \quad (7.22)$$

$$\tilde{D}(z, t) = \frac{1}{2} [D(z, t) \cdot e^{j\omega_0 t} + D^*(z, t) \cdot e^{-j\omega_0 t}], \quad (7.23)$$

wobei  $\omega_0$  die optische Mittenfrequenz des Signalspektrums sei. Für den *linearen Anteil* des langsam oszillierenden Zeigers der dielektrischen Verschiebungsdichte erhalten wir durch Einsetzen von (7.20)-(7.23) sowie (7.5) in (7.16)

$$D(z, t) = \epsilon_0 \cdot [A(z, t) + P_{\text{lin}}] \quad (7.24)$$

$$D(z, t) = \epsilon_0 \cdot \left[ A(z, t) + \int_{-\infty}^{+\infty} \chi^{(1)}(t - t') \cdot E(z, t') dt' \right]. \quad (7.25)$$



Zur weiteren Diskussion transformieren wir die obige Gleichung in den Frequenzbereich, gemäß

$$\mathcal{F}(\omega, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t, z) \cdot e^{-j\omega t} dt, \quad (7.26)$$

wobei  $F(\omega, z)$  die frequenzabhängige Fouriertransformierte der Zeitfunktion  $f(t, z)$ . Wir erhalten damit für den Anteil der dielektrischen Verschiebungsdichte der Kreisfrequenz  $\omega_i$  den Ausdruck

$$D(\omega_i) = \epsilon_0 [1 + X^{(1)}(\omega_i)] A(\omega_i). \quad (7.27)$$

Hierbei ist die Faltung der zeitabhängigen, skalaren Suszeptibilität  $\chi^{(1)}$  mit der Feldhüllkurve  $A(t, z)$  im Frequenzbereich in eine Multiplikation der jeweiligen Fouriertransformierten  $X^{(1)}$  respektive  $A(\omega, z)$  übergegangen.

Wir können nun eine komplexe, lineare dielektrische Permittivität  $\epsilon$  wie folgt einführen <sup>2</sup>

$$\epsilon := \epsilon_0 \cdot [1 + X^{(1)}] := \epsilon_0 \cdot \epsilon_r. \quad (7.28)$$

Für die Wellenzahl  $k$  ergibt sich dann im linearen Medium

$$k = \frac{\omega}{c} = \omega \cdot (\epsilon\mu_0)^{\frac{1}{2}} = k_0 [1 + X_{\text{re}}^{(1)} - jX_{\text{im}}^{(1)}]^{\frac{1}{2}}, \quad (7.29)$$

wobei  $k_0$  die reelle Wellenzahl im Vakuum ist und sich aus der Freiraumwellenlänge  $\lambda$  zu  $k_0 = 2\pi/\lambda$  berechnet. In Gleichung (7.29) haben wir die komplexe nichtlineare Suszeptibilität in Real- und Imaginärteil getrennt, gemäß  $X^{(1)} = X_{\text{re}}^{(1)} - jX_{\text{im}}^{(1)}$ . Bekannterweise läßt sich  $k$  auch in die reelle Ausbreitungskonstante  $\beta$  im Medium und in die, auf die optische Leistung bezogene Dämpfungskonstante  $\alpha$  aufspalten. Es gilt

$$k(\omega) = \beta(\omega) - j\frac{\alpha(\omega)}{2} \quad (7.30)$$

und ferner

$$\beta(\omega) = k_0(\omega) \cdot n_{\text{lin}}(\omega), \quad (7.31)$$

wobei  $n_{\text{lin}}$  die lineare frequenzabhängige Brechzahl ist. Durch Substitution von (7.30) und (7.31) in (7.29) erhalten wir nach Trennung von Real- und Imaginärteil für die beiden Komponenten der linearen komplexen Suszeptibilität

<sup>2</sup>Vergleiche auch (5.31)

$$[1 + X^{(1)}(\omega)] = n_{\text{lin}}^2(\omega) - \frac{\alpha^2(\omega)}{4k_0(\omega)^2} \approx n_{\text{lin}}^2(\omega) \quad \text{für geringe Dämpfung} \quad (7.32)$$

$$X_{\text{im}}^{(1)} = \frac{n_{\text{lin}}(\omega)\alpha(\omega)}{k_0(\omega)}. \quad (7.33)$$

Nach Separation des Real- und Imaginärteils des elektrischen Feldes gemäß  $A(\omega, z) := A_{\text{re}}(\omega, z) - jA_{\text{im}}(\omega, z)$  und durch Substituieren der Gleichungen (7.32) und (7.33) in (7.27) erhalten wir für den *linearen Anteil* der dielektrischen Verschiebungsdichte bei der Frequenz  $\omega_i$  den Ausdruck

$$D_{\text{lin}}(\omega, z) = D_{\text{lin, re}}(\omega) - jD_{\text{lin, im}}(\omega, z), \quad (7.34)$$

mit

$$D_{\text{lin, re}}(\omega_i) = \epsilon_0 \left[ n_{\text{lin}}^2(\omega_i) A_{\text{re}}(\omega_i) - \frac{n_{\text{lin}}(\omega_i)\alpha(\omega_i)}{k_0(\omega_i)} A_{\text{im}}(\omega_i) \right] \quad (7.35)$$

und

$$D_{\text{lin, im}}(\omega_i) = \epsilon_0 \left[ n_{\text{lin}}^2(\omega_i) A_{\text{im}}(\omega_i) + \frac{n_{\text{lin}}(\omega_i)\alpha(\omega_i)}{k_0(\omega_i)} A_{\text{re}}(\omega_i) \right]. \quad (7.36)$$

Wir wollen nun einen analogen Gedankengang für den *nichtlinearen Anteil* der dielektrischen Verschiebungsdichte durchführen. Mit (7.6) und (7.16) erhalten wir zunächst für den schnell-oszillierenden Zeiger

$$\tilde{D}_{\text{nl}}(t, z) = \epsilon_0 \cdot \chi^{(3)} * \tilde{E}(t) \tilde{E}(t) \tilde{E}(t) \quad (7.37)$$

$$= \epsilon_0 \int \int \int_{-\infty}^{+\infty} \chi^{(3)}(t - t', t - t'', t - t''') \cdot \tilde{E}(t') \tilde{E}(t'') \tilde{E}(t''') dt' dt'' dt'''. \quad (7.38)$$

Durch Transformation in den Frequenzbereich ergibt sich daraus

$$\tilde{D}_{\text{nl}}(\omega, z) = \int \int \int_{-\infty}^{+\infty} X^{(3)}(\omega; \omega_j, \omega_k, \omega_l) \cdot \tilde{E}(\omega_j) * \tilde{E}(\omega_k) * \tilde{E}(\omega_l). \quad (7.39)$$

Wir erkennen aus obiger Gleichung, daß das nichtlineare Verhalten der Glasfaser zur Faltung der propagierenden Signalspektren führt. Dadurch kommt es zur Generation neuer Frequenzkomponenten. Die nichtlineare Suszeptibilität  $X^{(3)}$  kann durch dreifache Fouriertransformation aus  $\chi^{(3)}$  berechnet werden und wird daher im Frequenzbereich eine von drei Frequenzvariablen abhängige Funktion. Je nach Wahl dieser Variablen kommt es zu einer Neubildung von Komponenten auf unterschiedlichen Frequenzen  $\omega$ . In der



konventionellen Nomenklatur wird deshalb die neu generierte Frequenz durch Semikolon von den Variablen getrennt.

Im folgenden seien ausschließlich jene Komponenten betrachten, die wieder in das eigentliche Übertragungsband im Bereich der Mittenkreisfrequenz  $\omega_0$  fallen. Die bei der dreifachen Mittenkreisfrequenz  $3\omega_0$  entstehenden Komponenten werden vernachlässigt. Führen wir an dieser Stelle wieder die langsam oszillierenden Felder im Frequenzbereich gemäß den Gleichungen (7.20)-(7.23) ein, so läßt sich in einfacher Weise zeigen, daß die dreifache Faltung in Gleichung (7.39) ausschließlich dann einen Beitrag in dem eingeschränkten optischen Spektralbereich liefert, wenn die Mischung zweier positiver Frequenzanteile und eines negativen Frequenzanteils  $E(-\omega)$  berechnet wird, wobei gilt  $E(-\omega) = E(\omega)^*$ . Bei der Mischung dreier positiver (bzw. negativer) Frequenzen hingegen kommt es zu einer Generation höherfrequenter Anteile bei  $3\omega_0$  (bzw.  $-3\omega_0$ ), die wir ja vernachlässigen wollen.

Aus den obigen Erläuterungen folgt, daß wir durch Einschränkung der Integration auf positive Frequenzen und Wahl einer einzigen konjugiert-komplexen Feldamplitude erzwingen, daß das resultierende, neu generierte Feld in den betrachteten optischen Spektralbereich fällt. Es ergeben sich dann drei Möglichkeiten zur Wahl des konjugiert-komplexen Feldanteils

$$D_{nl}(\omega, z) = \frac{\epsilon_0}{4} \int_0^{+\infty} \int \int [X^{(3)}(\omega; \omega_j, \omega_k, -\omega_l) \cdot A(\omega_j)A(\omega_k)A^*(\omega_l) \\ + X^{(3)}(\omega; \omega_j, -\omega_k, \omega_l) \cdot A(\omega_j)A^*(\omega_k)A(\omega_l) \\ + X^{(3)}(\omega; -\omega_j, \omega_k, \omega_l) \cdot A^*(\omega_j)A(\omega_k)A(\omega_l)] d\omega_j d\omega_k d\omega_l. \quad (7.40)$$

Hierbei sei angemerkt, daß der Faktor  $1/4$  aus der Multiplikation der beim Übergang zu langsam oszillierenden Komponenten eingeführten Faktoren  $1/2$  resultiert, die für die Felder auf der rechten Gleichungsseite  $(1/2) \cdot (1/2) \cdot (1/2) = 1/8$  und für die dielektrische Verschiebung auf der linken Seite  $1/2$  ergeben.

Aufgrund der Isotropie der Glasfaser gelten im Frequenzbereich für die nichtlineare Suszeptibilität folgende Symmetrieeigenschaften [55]

$$X^{(3)}(\omega; \omega_j, \omega_k, -\omega_l) = X^{(3)}(\omega; \omega_j, -\omega_k, \omega_l) = X^{(3)}(\omega; -\omega_j, \omega_k, \omega_l). \quad (7.41)$$

Damit können wir die Summation in Gleichung (7.40) durch eine Wichtung eines willkürlich gewählten Summenanteils mit dem Faktor 3 ersetzen

$$D_{\text{nl}}(\omega, z) = \epsilon_0 \frac{3}{4} \int_0^{+\infty} \int \int X^{(3)}(\omega; \omega_j, \omega_k, -\omega_l) \cdot A(\omega_j) A(\omega_k) A^*(\omega_l) d\omega_j d\omega_k d\omega_l \quad (7.42)$$

In Analogie zur Behandlung des linearen Anteils der dielektrischen Verschiebungsdichte können wir auch nun wieder die nichtlineare Suszeptibilität in Real- und Imaginärteil zerlegen

$$X^{(3)}(\omega; \omega_j, \omega_k, -\omega_l) := X_{\text{re}}^{(3)} - j X_{\text{im}}^{(3)}. \quad (7.43)$$

Damit ergibt sich der *nichtlineare Realteil* der dielektrischen Verschiebungsdichte bei der Kreisfrequenz  $\omega_i$  zu

$$D_{\text{nl, re}}(\omega_i) = \epsilon_0 \frac{3}{4} \int_0^{+\infty} \int \int \left[ X_{\text{re}}^{(3)} \cdot \text{Re} \{ A(\omega_j) A(\omega_k) A^*(\omega_l) \} - X_{\text{im}}^{(3)} \cdot \text{Im} \{ A(\omega_j) A(\omega_k) A^*(\omega_l) \} \right] d\omega_j d\omega_k d\omega_l, \quad (7.44)$$

wobei  $\text{Re}\{Y\}$  und  $\text{Im}\{Y\}$  den Real- respektive den Imaginärteil der komplexen Funktion oder Größe  $Y$  bezeichnen. Zwischen den so gewählten Kreisfrequenzen besteht der Zusammenhang

$$\omega_i = \omega_j + \omega_k - \omega_l, \quad (7.45)$$

der, wie später deutlich wird, unmittelbar aus dem Energieerhaltungssatz resultiert. Für den nichtlinearen Imaginärteil der dielektrischen Verschiebungsdichte erhalten wir

$$D_{\text{nl, im}}(\omega_i) = \epsilon_0 \frac{3}{4} \int_0^{+\infty} \int \int \left[ X_{\text{re}}^{(3)} \cdot \text{Im} \{ A(\omega_j) A(\omega_k) A^*(\omega_l) \} + X_{\text{im}}^{(3)} \cdot \text{Re} \{ A(\omega_j) A(\omega_k) A^*(\omega_l) \} \right] d\omega_j d\omega_k d\omega_l, \quad (7.46)$$

Aus der jeweiligen Überlagerung der linearen und nichtlinearen Anteile gelangen wir mit den Gleichungen (7.34), (7.35), (7.36), (7.44) und (7.46) zu den Gesamtausdrücken für den Real- bzw. Imaginärteil der dielektrischen Verschiebungsdichte für die betrachtete Komponente bei der Frequenz  $\omega_i$  in nichtlinearen, dispersiven Glasfasern

$$D_{\text{re}}(\omega_i) = D_{\text{lin, re}} + D_{\text{nl, re}} \quad (7.47)$$

$$D_{\text{re}}(\omega_i) = \epsilon_0 \left[ n_{\text{lin}}^2(\omega_i) A_{\text{re}}(\omega_i) - \frac{n_{\text{lin}}(\omega_i) \alpha(\omega_i)}{k_0(\omega_i)} A_{\text{im}}(\omega_i) + \right.$$



$$\frac{3}{4} \int \int \int_0^{+\infty} \left[ X_{\text{re}}^{(3)} \cdot \text{Re} \{ A(\omega_j) A(\omega_k) A^*(\omega_l) \} - X_{\text{im}}^{(3)} \cdot \text{Im} \{ A(\omega_j) A(\omega_k) A^*(\omega_l) \} \right] d\omega_j d\omega_k d\omega_l \quad (7.48)$$

und

$$D_{\text{im}}(\omega_i) = D_{\text{lin,im}} + D_{\text{nl,im}} \quad (7.49)$$

$$= \epsilon_0 \left\{ n_{\text{lin}}^2(\omega_i) A_{\text{im}}(\omega_i) + \frac{n_{\text{lin}}(\omega_i) \alpha(\omega_i)}{k_0(\omega_i)} A_{\text{re}}(\omega_i) + \frac{3}{4} \int \int \int_0^{+\infty} \left[ X_{\text{re}}^{(3)}(\omega_i; \omega_j, \omega_k, -\omega_l) \cdot \text{Im} \{ A(\omega_j) A(\omega_k) A^*(\omega_l) \} + X_{\text{im}}^{(3)}(\omega_i; \omega_j, \omega_k, -\omega_l) \cdot \text{Re} \{ A(\omega_j) A(\omega_k) A^*(\omega_l) \} \right] d\omega_j d\omega_k d\omega_l \right\}. \quad (7.50)$$

Diese beiden Gleichungen bilden die Grundlage der nun folgenden Diskussion, die wir der besseren Übersichtlichkeit wegen zunächst für ein optisches Einkanalsystem durchführen wollen. Die Erweiterung auf zwei optische Kanäle erfolgt dann anschließend in Abschnitt 7.2.2.3.

#### 7.2.2.2 Auswertung für ein optisches Einkanalsystem

Wir wollen uns zunächst auf die Betrachtung eines einzelnen, monochromatischen Kanals beschränken. Es gilt dann

$$A(\omega_{i,j,k,l}) \neq 0 \iff \omega_i = \omega_j = \omega_k = \omega_l := \omega_0 \quad (7.51)$$

sowie

$$A(\omega_0) = |A(\omega_0)| \cdot e^{-j(\phi - \phi_0)} := |A|, \quad (7.52)$$

da die Referenzphase des Systems  $\phi = \phi_0$  ist. Mithin erhalten wir folgende Beziehungen

$$\text{Re} \{ A(\omega_0) A(\omega_0) A^*(\omega_0) \} = |A|^2 A \quad \text{und} \quad (7.53)$$

$$\text{Im} \{ A(\omega_0) A(\omega_0) A^*(\omega_0) \} = 0. \quad (7.54)$$

Durch Einsetzen in Gleichung (7.53) und (7.54) in (7.48) ergibt sich für den Realteil der dielektrischen Verschiebungsdichte beim optischen Einkanalsystem

$$D_{\text{re}}(\omega) = \epsilon_0 \left[ n_{\text{lin}}^2 + \frac{3}{4} X_{\text{re}}^{(3)}(\omega; \omega, \omega, -\omega) \cdot |A|^2 \right] A \quad (7.55)$$

und für den Imaginärteil

$$D_{\text{im}}(\omega) = \frac{n_{\text{lin}}(\omega)\epsilon_0}{k_0(\omega)} \left[ \alpha(\omega) + \frac{3}{4} \frac{k_0(\omega)}{n_{\text{lin}}(\omega)} X_{\text{im}}^{(3)}(\omega; \omega, \omega, -\omega) |A|^2 \right] A. \quad (7.56)$$

Die obigen Beziehungen (7.55) und (7.56) zeigen, daß der Realteil der frequenzabhängigen nichtlinearen Suszeptibilität  $X^{(3)}$  zu einer Veränderung der linearen Brechzahl des Mediums führt. Noch deutlicher wird dies, wenn man die *nichtlineare Brechzahl*  $n_{\text{nl}}$  einführt. Hierzu erweitern wir zunächst Gleichung (7.55) um einen quadratischen nichtlinearen Anteil

$$D_{\text{re}}(\omega) \approx \epsilon_0 \left[ n_{\text{lin}}^2 + \frac{3}{4} X_{\text{re}}^{(3)}(\omega; \omega, \omega, -\omega) \cdot |A|^2 + \left\{ \frac{3}{8 n_{\text{lin}}(\omega)} X_{\text{re}}^{(3)}(\omega; \omega, \omega, -\omega) \cdot |A|^2 \right\}^2 \right] \cdot A \quad (7.57)$$

$$\approx \epsilon_0 \left[ n_{\text{lin}} + \frac{3}{8 n_{\text{lin}}(\omega)} \cdot X_{\text{re}}^{(3)}(\omega; \omega, \omega, -\omega) |A|^2 \right]^2 A, \quad (7.58)$$

wobei die Näherung unter der Annahme einer nur schwachen Störung (Perturbation) der linearen Brechzahl gültig ist. Diese Bedingung ist jedoch in allen praktisch relevanten Fällen erfüllt. Die gesamte Brechzahl  $n$  ergibt sich dann aus der Überlagerung eines linearen und eines nichtlinearen Anteils,  $n_{\text{lin}}$  respektive  $n_{\text{nl}}$  zu

$$n := n_{\text{lin}} + n_{\text{nl}}. \quad (7.59)$$

Letzterer errechnet sich wie folgt aus dem Realteil der Suszeptibilität und dem Betrag der Feldamplitude  $A$

$$n_{\text{nl}} := \frac{3}{8 \cdot n_{\text{lin}}(\omega)} \cdot X_{\text{re}}^{(3)}(\omega; \omega, \omega, -\omega) \cdot |A|^2 \quad (7.60)$$

Aus dieser Schreibweise wird ersichtlich, daß es durch die faseroptische Nichtlinearität zu einer Selbstbeeinflussung einer propagierenden elektromagnetischen Welle kommt, die sich, da  $X_{\text{re}}^{(3)}$  positiv ist, in einer leistungsabhängigen *Anhebung* der linearen Brechzahl bemerkbar macht. Obgleich wir uns auf den Fall eines strikt monochromatischen Kanals beschränkt haben, läßt sich in Erweiterung der Analyse zeigen, daß diese Selbstbeeinflussung auch im modulierten Kanal stattfindet. Je nach Modulationsformat können verschiedene Fälle unterschieden werden: Bei der idealen Winkelmodulation ist die Signalamplitude konstant<sup>3</sup>. Folglich gilt  $|A|^2 = \text{constant}$ , woraus sich nach Gleichung

<sup>3</sup>FM-AM-Konversion auf Grund dispersiver Effekte sei hier vernachlässigt



(7.60) eine konstante, zeitinvariante Anhebung der Brechzahl  $n$  ergibt. Da sich die Ausbreitung eines Pulses in einem dämpfungsfreien Medium durch die Überlagerung mehrerer monochromatischer Elementarwellen  $A_{\text{el}}$  der Form

$$A_{\text{el}} = |A_{\text{el}}| \cdot e^{-j(\phi_{\text{el}} - \phi_0)} \quad (7.61)$$

mit

$$\phi_{\text{el}} := \beta_{\text{el}} z = k_0 \cdot n_{\text{tot}} z = k_0 \cdot \left[ n_{\text{lin}} + \frac{3}{8 \cdot n_{\text{lin}}(\omega)} \cdot X_{\text{re}}^{(3)}(\omega; \omega, \omega, -\omega) \cdot |A_{\text{el}}|^2 \right] \cdot z \quad (7.62)$$

formulieren läßt, erkennen wir, daß es in dämpfungsfreien Medien zu einem mit der Übertragungslänge  $z$  linear anwachsenden Phasenversatz ( $\phi_{\text{el}} - \phi_0$ ) kommt, der zum Betragsquadrat der Signalamplitude proportional ist.

In Erweiterung dessen läßt sich zeigen, daß bei einem intensitätsmodulierten Signal durch die nichtlineare Brechzahl dem Signal eine zur Modulation der Hüllkurve unmittelbar synchrone Phasenmodulation aufgeprägt wird. Unter Berücksichtigung der physikalischen Ursache und Auswirkung bezeichnet man diesen Effekt als *Selbstphasenmodulation* (engl.: **Self-Phase Modulation**). In Anlehnung an den linearen Kerr-Effekt, bei dem die Brechzahl eines Mediums vom Quadrat des angelegten stationären elektrischen Feldes abhängig ist, verwendet man in Abgrenzung für die nichtlineare Beeinflussung der Brechzahl den Begriff *nichtlinearer Kerr-Effekt*. Zusammenfassend können wir folglich festhalten, daß der nichtlineare Kerr-Effekt zur SPM führt.

Wir wollen uns nun dem Imaginärteil der dielektrischen Verschiebungsdichte zuwenden. Wie der Realteil der nichtlinearen Suszeptibilität  $X^{(3)}$  die lineare Brechzahl des Mediums beeinflußt, so ergibt sich aus Gleichung (7.56) formal eine Beeinflussung der Dämpfung des propagierenden Kanals. Wie aus Messungen jedoch ersichtlich, gilt für den Imaginärteil der nichtlinearen Suszeptibilität [56]

$$i = j = k = l \implies X_{\text{im}}^{(3)}(\omega_i; \omega_j, \omega_k, -\omega_l) = 0. \quad (7.63)$$

Daraus folgt, daß es für den betrachteten Fall des rauschfreien optischen Einkanalssystems *nicht* zu einer Selbstbeeinflussung der linearen Dämpfungskonstanten  $\alpha$  des Kanals kommt. Im rauschbehafteten optischen Einkanalssystem ist jedoch eine solche Wechselwirkung zwischen dem propagierenden Signal und den stets vorhandenen Vakuumfluktuationen <sup>4</sup> möglich. Dies führt uns zu den spontanen nichtlinearen Prozessen, die im folgenden Kapitel untersucht werden.

<sup>4</sup>siehe Kapitel 4.4.1

### 7.2.2.3 Erweiterung auf zwei optische Kanäle

Wir wollen nun annehmen, daß zwei monochromatische Kanäle durch die Glasfaser propagieren, so daß das eingespeiste Gesamtfeld wie folgt beschrieben werden kann

$$A(\omega) = A(\omega_0) + A(\omega_1) = |A(\omega_0)| \cdot e^{-j(\phi_0 - \phi_0)} + |A(\omega_1)| \cdot e^{-j(\phi_1 - \phi_0)}. \quad (7.64)$$

Der Realteil der frequenzabhängigen dielektrischen Verschiebungsdichte  $D_{\text{re}}(\omega)$  nimmt dann bei unterschiedlichen Frequenzen einen von Null verschiedenen Wert an. Zur Vereinfachung der mathematischen Schreibweise verwenden wir im folgenden Indizes zur Charakterisierung der jeweiligen Frequenzen. Gleichung (7.64) geht dann in die nachstehende Form über

$$A_\omega := A_{\omega_0} + A_{\omega_1} := |A_0| + |A_1| \cdot e^{-j(\phi_1 - \phi_0)}. \quad (7.65)$$

Mit (7.48) erhalten wir folgenden vollständigen Ausdruck

$$\begin{aligned} D_{\text{re}}(\omega) = \epsilon_0 \left[ n_{\text{lin},0}^2 \text{Re}\{A_0\} - \frac{n_0 \alpha_0}{k_{0,0}} \text{Im}\{A_0\} + n_{\text{lin},1}^2 \text{Re}\{A_1\} - \frac{n_1 \alpha_1}{k_{0,1}} \text{Im}\{A_1\} \right. \\ + \frac{3}{4} X_{\text{re},\omega_0+\omega_0-\omega_0}^{(3)} |A_0|^2 \text{Re}\{A_0\} - \frac{3}{4} X_{\text{im},\omega_0+\omega_0-\omega_0}^{(3)} |A_0|^2 \text{Im}\{A_0\} \\ + \frac{3}{4} X_{\text{re},\omega_1+\omega_1-\omega_1}^{(3)} |A_1|^2 \text{Re}\{A_1\} - \frac{3}{4} X_{\text{im},\omega_1+\omega_1-\omega_1}^{(3)} |A_1|^2 \text{Im}\{A_1\} \\ + \frac{6}{4} X_{\text{re},\omega_0+\omega_1-\omega_1}^{(3)} \text{Re}\{A_0 A_1 A_1^*\} - \frac{6}{4} X_{\text{im},\omega_0+\omega_1-\omega_1}^{(3)} \text{Im}\{A_0 A_1 A_1^*\} \\ + \frac{6}{4} X_{\text{re},\omega_1+\omega_0-\omega_1}^{(3)} \text{Re}\{A_1 A_0 A_1^*\} - \frac{6}{4} X_{\text{im},\omega_1+\omega_0-\omega_1}^{(3)} \text{Im}\{A_1 A_0 A_1^*\} \\ + \frac{3}{4} X_{\text{re},\omega_0+\omega_0-\omega_1}^{(3)} \text{Re}\{A_0 A_0 A_1^*\} - \frac{3}{4} X_{\text{im},\omega_0+\omega_0-\omega_1}^{(3)} \text{Im}\{A_0 A_0 A_1^*\} \\ \left. + \frac{3}{4} X_{\text{re},\omega_1+\omega_1-\omega_0}^{(3)} \text{Re}\{A_1 A_1 A_0^*\} - \frac{3}{4} X_{\text{im},\omega_1+\omega_1-\omega_0}^{(3)} \text{Im}\{A_1 A_1 A_0^*\} \right]. \quad (7.66) \end{aligned}$$

Wir wollen die Auswertung der obigen Gleichung der besseren Übersichtlichkeit wegen nach Frequenzen sortiert vornehmen. Betrachten wir zunächst alle Anteile, die auf die Frequenz  $\omega = \omega_0$  fallen. Aus Gleichung (7.66) ergibt sich

$$D_{\text{re}}(\omega_0) = \epsilon_0 \left[ \underbrace{n_{\text{lin},0}^2}_{\text{linear}} + \underbrace{\frac{3}{4} X_{\text{re}}^{(3)}(\omega_0; \omega_0, \omega_0, -\omega_0) |A_0|^2}_{\text{SPM}} + \underbrace{\frac{6}{4} X_{\text{re}}^{(3)}(\omega_0; \omega_0, \omega_1, -\omega_1) |A_1|^2}_{\text{XPM}} \right] \text{Re}\{A_0\}. \quad (7.67)$$



Hieraus erkennen wir, daß neben dem linearen und dem im letzten Abschnitt diskutierten Term der Selbstphasenmodulation (SPM) ein weiterer Anteil bei der Frequenz  $\omega_0$  auftritt und eine zusätzliche Veränderung der Brechzahl  $n$  herbeiführt. Während bei der SPM die optische Leistung eines isolierten Kanals auf denselben zurückwirkt, wird aus Gleichung (7.67) ersichtlich, daß es bei zwei propagierenden Kanälen zu einer Beeinflussung der linearen Brechzahl von Kanal 0 aufgrund der optischen Leistung von Kanal 1 kommt. Entsprechend kann natürlich auch gezeigt werden, daß eine Modulation der Intensität von Kanal 1 zu einer Phasenmodulation des Kanals 0 führt. Mithin bezeichnen wir diese Wechselwirkung zweier optischer Kanäle als *Kreuzphasenmodulation* (engl.: Cross-Phase Modulation) (XPM). In Analogie zur Einführung des Faktors 3 in Gleichung (7.42) können wir den Wichtungskoeffizienten 2 der XPM auf die Anzahl der Permutationen der beteiligten monochromatischen Felder zurückführen. So ergeben prinzipiell die beiden nachstehend aufgeführten Terme Komponenten auf der betrachteten Frequenz  $\omega_0$

$$\begin{aligned} & \frac{3}{4} X_{\text{re}}^{(3)}(\omega_0; \omega_0, \omega_1, -\omega_1) \cdot A(\omega_0) A(\omega_1) A^*(\omega_1), \\ & \frac{3}{4} X_{\text{re}}^{(3)}(\omega_0; \omega_1, \omega_0, -\omega_1) \cdot A(\omega_1) A(\omega_0) A^*(\omega_1). \end{aligned} \quad (7.68)$$

Während für die Multiplikation Kommutativität vorliegt, müssen beide Anteile wegen des Austausches der Reihenfolge der Frequenzen in der Suszeptibilität zunächst formal getrennt berücksichtigt werden. Bei Annahme identischer Leistungspegel pro Kanal erhalten wir für das Verhältnis  $r_{\text{XPM/SPM}}$  von Kreuz- zu Selbstphasenmodulation für den Fall zweier monochromatischer Kanäle

$$r_{\text{XPM/SPM}} = \frac{2 \frac{3}{4} X_{\text{re}}^{(3)}(\omega_0; \omega_0, \omega_1, -\omega_1) |A_1|^2}{\frac{3}{4} X_{\text{re}}^{(3)}(\omega_0; \omega_0, \omega_0, -\omega_0) |A_0|^2} \quad (7.69)$$

$$= 2 \cdot \frac{X_{\text{re}}^{(3)}(\omega_0; \omega_0, \omega_1, -\omega_1)}{X_{\text{re}}^{(3)}(\omega_0; \omega_0, \omega_0, -\omega_0)}. \quad (7.70)$$

Es ist nun zu beachten, daß sich der Realteil der nichtlinearen Suszeptibilität  $X^{(3)}$  aus zwei Anteilen zusammensetzt. Während der erste, die sogenannte reelle *Elektronensuszeptibilität*  $X_e^{(3)}$  frequenzunabhängig ist, d.h. unabhängig von der Wahl der drei Frequenzen  $\omega_j$ ,  $\omega_k$  und  $\omega_l$  stets denselben Wert annimmt, weist der zweite Anteil, der Realteil der sogenannten Ramansuszeptibilität  $X_{\text{ra}}^{(3)}$ , eine Frequenzabhängigkeit auf. Für Kanalabstände  $\Delta f_{\text{ch}}$  von bis zu einigen zehn Nanometern verhält sich letztere jedoch näherungsweise konstant [57]. Wir erhalten dann

$$X_{\text{re}}^{(3)}(\omega_i; \omega_j, \omega_k, -\omega_l) = X_e^{(3)} + X_{\text{ra, re}}^{(3)}(\omega_i; \omega_j, \omega_k, -\omega_l) \quad (7.71)$$

$$\approx X_{\text{el}}^{(3)} + X_{\text{ra, re}}^{(3)}. \quad (7.72)$$

Damit ergibt sich für das Verhältnis der Suszeptibilitäten in Gleichung (7.70) ein Wert von 1 und schließlich  $r_{\text{XPM/SPM}} = 2$ . Wir können demnach schließen, daß die XPM bezüglich der Generation neuer Frequenzkomponenten durch Phasenmodulation doppelt so effizient wirkt wie die SPM.

Bevor wir nun zur Analyse der bei  $\omega = \omega_1$  erzeugten Frequenzanteile übergehen, wollen wir uns noch die physikalischen Implikationen der obigen Näherung (7.72) verdeutlichen. Die formale Frequenzabhängigkeit der Suszeptibilität  $X^{(3)}$  war durch die Zeitabhängigkeit von  $\chi^{(3)}$  verursacht. Letztere hatten wir eingeführt, um die Wirkung der chromatischen Dispersion als endliche Dauer bei der Reaktion der Oszillatoren des Mediums auf das einfallende Feld zu berücksichtigen. Eine Vernachlässigung der Frequenzabhängigkeit von  $X^{(3)}$  impliziert daher eine Vernachlässigung des Dispersionseinflusses hinsichtlich der nichtlinearen Antwort des Mediums. Daraus auf eine vollständige Vernachlässigung der Dispersion zu schließen wäre jedoch falsch. Vielmehr wird die Dispersion in Form der Frequenzabhängigkeit der linearen Brechzahl in den Gleichungen (7.48) und (7.50) und damit in der linearen Ausbreitungskonstanten  $\beta$  nach Gleichung (7.31) berücksichtigt. Die komplementäre Näherung wird an späterer Stelle bei der Ableitung der nichtlinearen generalisierten Schrödingergleichung durchgeführt, in dem der Einfluß der Nichtlinearität auf die Entwicklungsterme der linearen Ausbreitungskonstanten  $\beta_0$ ,  $\beta_1$ ,  $\beta_2$  und  $\beta_3$  vernachlässigt wird. Durch diese Näherungen werden jedoch lediglich vernachlässigbare Fehler gemacht. Dies liegt darin begründet, daß für die in einer nichtlinearen, dispersiven Glasfaser auftretenden Signalverzerrungen *nicht die unmittelbare Wirkung* von Dispersion auf den Nichtlinearitätskoeffizienten  $X_{\text{re}}^{(3)}$  oder die der Nichtlinearität auf die Ausbreitungskonstanten relevant ist, sondern vielmehr das *Zusammenspiel* von Nichtlinearität und Dispersion: Die nichtlineare Phasenmodulation führt zunächst zu einer Aufweitung der optischen Spektren, die erst durch die reagierend-vermittelnde Wirkung der Dispersion zu einer zeitlichen Signalverformung führt.

Für die bei der Frequenz  $\omega_1$  erzeugten Komponenten des Realteils der dielektrischen Verschiebungsdichte erhalten wir aus Gleichung (7.66)

$$D_{\text{re}}(\omega_1) = \epsilon_0 \left[ \underbrace{n_{\text{lin},1}^2}_{\text{linear}} + \underbrace{\frac{3}{4} X_{\text{re}}^{(3)} |A_1|^2}_{\text{SPM}} + \underbrace{\frac{6}{4} X_{\text{re}}^{(3)} |A_0|^2}_{\text{XPM}} \right] \text{Re}\{A_1\} \\ + \frac{\epsilon_0 n_{\text{lin},1}^2}{k_0} \left[ \underbrace{\alpha_1}_{\text{linear}} + \underbrace{\frac{3}{4} \frac{k_0}{n_{\text{lin},1}} X_{\text{im},\omega_1;\omega_1,\omega_1,-\omega_1}^{(3)} |A_1|^2}_{=0} + \frac{6}{4} \frac{k_0}{n_{\text{lin},2}} X_{\text{im},\omega_1;\omega_1,\omega_0,-\omega_0}^{(3)} |A_0|^2 \right] \text{Im}\{A_1\} \quad (7.73)$$



wobei wir bereits die Frequenzunabhängigkeit des Realteils  $X_{\text{re}}^{(3)}$  ausgenutzt haben. Desweiteren haben wir von der Symmetrieeigenschaft des Imaginärteils  $X_{\text{im}}^{(3)}(\omega_i; \omega_j \omega_k, -\omega_l)$  bezüglich der Frequenzen  $\omega_j$  und  $\omega_k$  Gebrauch gemacht, die sich wie folgt formulieren läßt (siehe auch Gleichung (7.45))

$$X_{\text{im}}^{(3)}(\omega_i; \omega_j, \omega_k, -\omega_l) = X_{\text{im}}^{(3)}(\omega_i; \omega_k, \omega_j, -\omega_l). \quad (7.74)$$

Wie beim Realteil haben wir daher die Anzahl der möglichen Permutationen von  $\omega_j$  und  $\omega_k$  im letzten Teil der Gleichung (7.73) durch Einführung des Faktors 2 berücksichtigt. Unter Verwendung von Gleichung (7.67) erhalten wir damit für den Realteil der dielektrischen Verschiebungsdichte bei der Frequenz  $\omega_1$

$$D_{\text{re}}(\omega_1) = \epsilon_0 \left[ \underbrace{n_{\text{lin},1}^2}_{\text{linear}} + \underbrace{\frac{3}{4} X_{\text{re}}^{(3)} |A_1|^2}_{\text{SPM}} + \underbrace{\frac{6}{4} X_{\text{re}}^{(3)} |A_0|^2}_{\text{XPM}} \right] \text{Re}\{A_1\} \\ + \frac{\epsilon_0 n_{\text{lin},1}^2}{k_0} \left[ \underbrace{\alpha_1}_{\text{linear}} + \underbrace{\frac{6}{4} \frac{k_0}{n_{\text{lin},1}} X_{\text{im},\omega_1;\omega_1,\omega_0,-\omega_0}^{(3)} |A_0|^2}_{\text{SRS+SBS}} \right] \text{Im}\{A_1\}, \quad (7.75)$$

Hieraus wird ersichtlich, daß es neben dem bereits diskutierten linearen Anteil und den nichtlinearen SPM- und XPM-Komponenten zu einer Erzeugung weiterer Frequenzanteile kommt, die durch den Imaginärteil der nichtlinearen Suszeptibilität  $X^{(3)}$  generiert werden. Wie der Realteil  $X_{\text{re}}^{(3)}$  die lineare Brechzahl  $n_{\text{lin},1}$  beeinflusst, führt  $X_{\text{im}}^{(3)}$  zu einer Veränderung der linearen Dämpfung  $\alpha_{\text{lin},1}$  des Kanals 1, nach Maßgabe der optischen Leistung von Kanal 0. Dieser Effekt entspricht demnach in seiner Wirkungsweise der Kreuzphasenmodulation. Während letztere jedoch ein parametrischer Prozeß ist, da die Brechzahl lediglich transient durch instantane Anhebungen von Elektronen auf virtuelle Zustände geändert wird, bedingt eine Beeinflussung der Dämpfung Übergänge zwischen realen Quantenzuständen. Gemäß den Ausführungen in Kapitel 7.2.1 handelt sich daher bei dem durch  $X_{\text{im}}^{(3)}$  vermittelten Effekt um einen unelastischen Streuprozeß, bei dem die Glasfaser durch Bereitstellen bzw. Aufnahme von Phononen aktiv an der Wechselwirkung teilnimmt. Dies hat zur Folge, daß die Ausbreitungseigenschaften der Phononen mit berücksichtigt werden müssen. Während die unelastische *Stimulierte-Brillouin-Streuung* (engl.: **Stimulated-Brillouin Scattering**) über die in Kapitel 4.3 vorgestellten *akustischen Phononen* eine Wechselwirkung zwischen zwei Kanälen ermöglicht, wirkt die *Stimulierte-Raman-Streuung* (engl.: **Stimulated-Raman Scattering**) über die ebenfalls diskutierten *optischen Phononen*. Da die Ausbreitungscharakteristika beider Phononentypen erheblich voneinander abweichen, ist es sinnvoll den Imaginärteil der nichtlinearen frequenzabhängigen Suszeptibilität in einen SBS- und einen SRS-Anteil aufzuspalten, gemäß

$$X_{\text{im}}^{(3)}(\omega_i; \omega_j, \omega_k, \omega_l) := X_{\text{im,SBS}}^{(3)}(\omega_i; \omega_j, \omega_k, \omega_l) + X_{\text{im,SRS}}^{(3)}(\omega_i; \omega_j, \omega_k, \omega_l). \quad (7.76)$$

Die exakten Frequenzabhängigkeiten werden durch die spezifischen Charakteristika der jeweiligen Phononen determiniert. Phänomenologisch können wir die Wirkung der Streuprozesse in einem zusätzlichen, *nichtlinearen Dämpfungskoeffizienten*  $\alpha_{\text{nl}}$  erfassen, so daß sich für den Gesamtdämpfungskoeffizienten des Kanals 1  $\alpha_{\text{tot},1}$  ergibt

$$\alpha_{\text{tot},2} = \alpha_{\text{lin},2} + \alpha_{\text{nl}} \quad (7.77)$$

$$= \alpha_{\text{lin},2} + \underbrace{\frac{6}{4} \cdot \frac{k_0}{n_{\text{lin},2}} X_{\text{im}}^{(3)}(\omega_1; \omega_1, \omega_0, -\omega_0) \cdot |A_0|^2}_{:=\alpha_{\text{nl}}}, \quad (7.78)$$

wobei  $\alpha_{\text{nl}}$  bei Verwendung von Gleichung (7.76) in die nachstehende Form übergeht

$$\alpha_{\text{nl}} := \frac{6}{4} \frac{k_0}{n_{\text{lin},2}} X_{\text{im,SBS}}^{(3)}(\omega_1; \omega_1, \omega_0, -\omega_0) |A_0|^2 + \frac{6}{4} \frac{k_0}{n_{\text{lin},2}} X_{\text{im,SRS}}^{(3)}(\omega_1; \omega_1, \omega_0, -\omega_0) |A_0|^2. \quad (7.79)$$

Das Vorzeichen des Zusatzdämpfungskoeffizienten ist durch das Vorzeichen der beiden imaginären Suszeptibilitäten  $X_{\text{im,SBS}}^{(3)}$  und  $X_{\text{im,SRS}}^{(3)}$  determiniert. Während die Isotropie der Glasfaser hinsichtlich des näherungsweise frequenzunabhängigen Realteils zu einer *geraden* Abhängigkeit von der Differenzfrequenz der beteiligten Kanäle führt, kommt es beim Imaginärteil der nichtlinearen Suszeptibilität zu einer *ungeraden Abhängigkeit* [56]. Mathematisch läßt sich dies wie folgt ausdrücken

$$X_{\text{im}}^{(3)}(\omega_1, \omega_1, \omega_0, \omega_1) = \begin{cases} \geq 0 & : \omega_1 > \omega_0 \\ < 0 & : \omega_1 < \omega_0 \end{cases} \quad (7.80)$$

Ohne Einschränkung der allgemeinen Gültigkeit der physikalischen Aussagen wollen im folgenden davon ausgehen, daß  $\omega_0 < \omega_1$  ist. In diesem Fall wird  $X_{\text{im}}^{(3)}(\omega_1, \omega_1, \omega_0, -\omega_1) > 0$ . Nach Gleichung (7.79) führen die Stimulierte-Brillouin-Streuung und die Stimulierte-Raman-Streuung folglich zu einer Erhöhung der Dämpfung des höherfrequenten Kanals 1. Die mit zunehmender Übertragungsstrecke steigende nichtlineare Energieeinbuße muß, da die Energie des Gesamtsystems erhalten bleibt, an die optischen bzw. akustischen Phononen und an den Kanal geringerer Frequenz (im Beispiel der Kanal 0) übergehen. Da der stattfindende SBS- oder SRS-Prozeß ein quantisierter Prozeß ist, muß für ein anihiliertes Photon der Frequenz  $\omega_1$  durch den stimulierten Vorgang auch ein Photon der Frequenz  $\omega_0$  erzeugt werden. Folglich bedeutet eine Erhöhung der Dämpfung des Kanals 1 eine komplementäre Verringerung der Dämpfung von Kanal 0. Diesen Anteil werden wir



bei der Betrachtung des Imaginärteils der nichtlinearen dielektrischen Verschiebungsdichte formal erhalten.

Zusammenfassend können wir festhalten, daß es durch die Stimulierte-Raman-Streuung und die Stimulierte-Brillouin-Streuung zu einem Leistungstransfer vom Kanal höherer optischer Frequenz zu einem Kanal niedrigerer Frequenz kommt. Letzterer wird in der Literatur als *Stokes-Kanal* bezeichnet. Bei dieser Wechselwirkung kommt es zwangsweise zu einem Energieverlust an das Medium (Erzeugung von Phononen), da die Gesamtanzahl der Quanten des Lichts (Photonen) erhalten bleibt. Die Eigenschaften der beteiligten Phononen gehen entscheidend in die Effizienz des Prozesses ein. An dieser Stelle wird auch der Vorzeichenwechsel von  $X_{\text{im}}^{(3)}$  bei Umkehr des Vorzeichens der Frequenzdifferenz physikalisch anschaulich: Während beim Energietransfer zu niedrigeren Frequenzen Phononen erzeugt werden, kommt es beim inversen Prozeß, der Generation eines sogenannten *Anti-Stokes-Kanals*, zu einem Verbrauch von Phononen des Mediums, so daß dieser Vorgang selbstbedämpfend wirkt. Für das Design optischer Übertragungssysteme ist daher lediglich die Erzeugung der Stokes-Komponente relevant.

Wie aus Gleichung (7.66) ersichtlich, werden durch die Nichtlinearität der Glasfaser nicht nur zusätzliche Terme bei den eingespeisten beiden optischen Kanälen generiert. Vielmehr kommt es auch zur Erschaffung neuer Frequenzkomponenten, bei  $\omega = 2\omega_0 - \omega_1$  und bei  $\omega = 2\omega_1 - \omega_0$ , wobei wir uns im folgenden auf eine Betrachtung der erstgenannten Komponente beschränken wollen. Die Untersuchung für  $\omega = 2\omega_1 - \omega_0$  kann völlig analog durchgeführt werden. Für den entsprechenden Realteil der dielektrischen Verschiebungsdichte erhalten wir aus (7.66)

$$D_{\text{re}}(2\omega_0 - \omega_1) = \frac{3}{4} \epsilon_0 \left[ \underbrace{X_{\text{re}}^{(3)} \text{Re}\{A_0^2 A_1^*\}}_{\text{4PM}} - \underbrace{X_{\text{im}, 2\omega_0 - \omega_1; \omega_0, \omega_0, -\omega_1}^{(3)} \text{Im}\{A_0^2 A_1^*\}}_{\text{4PM-SRS, 4PM-SBS}} \right]. \quad (7.81)$$

Da es nur eine einzige Möglichkeit (Permutation) der beiden identischen positiven Frequenzen in den Suszeptibilitäten gibt, beträgt der Wichtungsfaktor lediglich 1. Betrachten wir zunächst den 4PM-Anteil: Die Generation dieser Komponente kann als ein *Vierteilchenprozeß* modelliert werden. Hierbei erfolgt die Anihilierung zweier Photonen der Frequenzen  $\omega_0$  und  $\omega_0$ , deren Energie und Impuls durch Generation zweier Photonen der Frequenzen  $\omega_1$  und  $2\omega_0 - \omega_1$  erhalten bleibt. Mathematisch kann damit die durch Wechselwirkung zweier optischer Kanäle neu generierte Frequenz  $\omega_3$  wie folgt aus dem Energieerhaltungssatz bestimmt werden

$$\frac{h}{2\pi}(\omega_0 + \omega_0) = \frac{h}{2\pi}(\omega_3 + \omega_1) \implies \omega_3 = 2\omega_0 - \omega_1, \quad (7.82)$$

wobei  $h$  das Planck'sche Wirkungsquantum ist. Da an dem Prozeß kein Phonon des Mediums beteiligt ist <sup>5</sup>, handelt es sich um einen parametrischen Effekt. Unter Berücksichtigung der Physik bezeichnet man diese faseroptische Nichtlinearität als *Vier-Photonen-Mischung* (engl.: Four-Photon Mixing) (4PM). In der Literatur wird synonym auch die Bezeichnung *Vierwellenmischung* und stellenweise *Dreiwellenmischung* verwendet. Mit dem Begriff *Photon* werden jedoch unmittelbar die bei jedem Quantenprozeß zu erfüllenden Energie- und Impulserhaltungssätze assoziiert, so daß der Terminus *Vier-Photonen-Mischung* aus didaktischen Gründen vorzuziehen ist. Vielfach wird von Laien auf dem Gebiet der faseroptischen Nichtlinearitäten aufgrund der Modellierung der 4PM angenommen, die physikalischen Ursachen von 4PM und SPM seien völlig verschieden. Dies führt häufig zu dem Schluß, der Einfluß der 4PM würde nicht in der charakteristischen nichtlinearen Schrödingergleichung berücksichtigt. Dies ist jedoch unzutreffend; wie aus der mathematischen Ableitung ersichtlich wurde, entspringen beide Effekte eindeutig aus der nichtlinearen Modulation der Brechzahl.

Im letzten Kapitel hatten wir die stimulierten Streuprozesse SBS und SRS als Dreiteilchenprozesse eingeführt und diese mathematisch dem Imaginärteil  $X_{\text{im}}^{(3)}$  zugeordnet. Aus Gleichung (7.81) wird jedoch ersichtlich, daß dieser Imaginärteil auch einen Beitrag zur Beeinflussung der Brechzahl  $n_{\text{lin}}$  liefert, analog zu den parametrischen Effekten SPM, XPM und 4PM. Dieser kann als *quasi-parametrischer Stimulierter-Raman-* bzw. *quasi-parametrischer Stimulierter-Brillouin-Streuprozess* interpretiert werden, den wir mit *4PM – SRS* respektive *4PM – SBS* bezeichnen wollen. Im Gegensatz zu den reinen SBS und SRS Prozessen wird das akustische respektive das optische Phonon nicht in das Medium entlassen, wo die Energie durch Phononenzerfall absorbiert wird, sondern nur transient an das Medium abgegeben, um unmittelbar darauf wieder in einem weiteren, gekoppelten Prozeß anihiliert zu werden. Mathematisch können die Energieerhaltungssätze der beiden gekoppelten Vorgänge wie folgt formuliert werden

$$\frac{h}{2\pi} \cdot \omega_0 = \frac{h}{2\pi} [\omega_1 - \omega_{\text{ph}}] \quad (7.83)$$

$$\frac{h}{2\pi} \cdot \omega_0 = \frac{h}{2\pi} [\omega_3 + \omega_{\text{ph}}], \quad (7.84)$$

wobei  $\omega_{\text{ph}}$  die Phononenkreisfrequenz ist und  $\omega_3 = 2\omega_0 - \omega_1$  die neu generierte Frequenz bezeichnet. Es muß nun berücksichtigt werden, daß die Wechselwirkungsbandbreite des Brillouin-Prozesses aufgrund der hohen Lebensdauer akustischer Phononen lediglich im Bereich von etwa 20 MHz liegt. Da der Kanalabstand  $\Delta f_{\text{ch}}$  in OFDM-Systemen aus

<sup>5</sup>dies gilt weiterhin unter der Annahme, daß der Effekt essentiell durch die oben eingeführte Elektromagnetische Suszeptibilität  $X_e$  vermittelt wird



technischen Gründen mindestens einige GHz beträgt, tritt ein Systemeinfluß durch die 4PM-SBS in praxi nicht auf.

Die Auswertung von  $X_{\text{im,SRS}}^{(3)}$  zeigt, daß bei Kanalabständen im Bereich einiger Nanometer der Wert des Imaginärteils der Ramansuszeptibilität um mehr als eine Größenordnung unter dem der Elektronensuszeptibilität  $X_e$  liegt [58]. Mithin ist der Beitrag des quasi-parametrischen 4PM-SRS-Prozesses zu den parametrischen SPM-, XPM- und 4PM-Prozessen vernachlässigbar. Bei Erhöhung des Kanalabstands bis auf 13 THz jedoch wächst der Ramankoeffizient  $X_{\text{ra,re}}^{(3)}$  nahezu linear an, so daß der 4PM-SRS-Vorgang, beispielsweise bei der Analyse des Leistungstransfers eines  $\lambda=1.3 \mu\text{m}$  Kanals zu einem  $\lambda=1.55 \mu\text{m}$  Kanals prinzipiell zu berücksichtigen wäre. Aufgrund der Kopplung von Raman- und 4PM-Charakteristik der 4PM-SRS muß allerdings zunächst die Abhängigkeit der Vier-Photonen-Mischung vom Kanalabstand untersucht werden, bevor eine endgültige Schlußfolgerung gezogen werden kann.

Die 4PM unterscheidet sich von der SPM und der XPM durch ein wesentliches Merkmal, das für die Diskussion des Systemdesigns von äußerster Bedeutung ist: Während bei der Selbst- und Kreuzphasenmodulation monochromatischer Träger die Impulserhaltung automatisch durch den Prozeß an sich garantiert ist, kann die Impulserhaltung bei der 4PM entscheidend durch die Systemparameter Kanalabstand  $\Delta f_{\text{ch}}$  und Dispersion  $D_\lambda$  beeinflußt werden. Um dies zu verdeutlichen, führen wir nachstehenden Separationsansatz durch

$$A(\omega, z) := A_e(\omega, z) \cdot e^{-j\beta(\omega)z}, \quad (7.85)$$

$$D(\omega, z) := A_d(\omega, z) \cdot e^{-j\beta(\omega)z} \quad (7.86)$$

der analog auch für die konjugiert komplexen Anteile gelten möge. Mit

$$A_d := A_{d,\text{re}} - jA_{d,\text{im}} \quad (7.87)$$

folgt

$$D_{\text{re}}(2\omega_0 - \omega_1) = A_{d,\text{re}} \cdot \text{Re} \{ e^{-j\beta(2\omega_0 - \omega_1)z} \} - A_{d,\text{im}} \cdot \text{Im} \{ e^{-j\beta(2\omega_0 - \omega_1)z} \}, \quad (7.88)$$

woraus Gleichung (7.81) durch Einsetzen von (7.85), (7.86) und (7.87) in folgendes Gleichungssystem sortiert werden kann

$$A_{d,\text{re}} \cdot \text{Re} \{ e^{-j\beta(2\omega_0 - \omega_1)z} \} = \frac{3}{4} \epsilon_0 [X_{\text{re}}^{(3)} |A_{e,0}|^2 |A_{e,1}| \text{Re} \{ e^{-j[2\beta(\omega_0) - \beta(\omega_1)]z} \}] \quad (7.89)$$

$$A_{d,\text{im}} \cdot \text{Im} \{ e^{-j\beta(2\omega_0 - \omega_1)z} \} = \frac{3}{4} \epsilon_0 [X_{\text{im}}^{(3)} |A_{e,0}|^2 |A_{e,1}| \text{Im} \{ e^{-j[2\beta(\omega_0) - \beta(\omega_1)]z} \}]. \quad (7.90)$$

Durch Division von Gleichung (7.89) und (7.90) durch den Real- respektive Imaginärteil der Ausbreitungskonstanten des neu generierten Kanals  $\beta(2\omega_0 - \omega_1)$  erhalten wir für die Beeinflussung der komplexen Amplitude  $A_d$  nachstehende Ausdrücke

$$A_{d,\text{re}} = \frac{3}{4}\epsilon_0 [X_{\text{re}}^{(3)} |A_{e,0}|^2 |A_{e,1}| \text{Re} \{ e^{-j[2\beta(\omega_0) - \beta(\omega_1) - \beta(2\omega_0 - \omega_1)]z} \}] \quad (7.91)$$

$$A_{d,\text{im}} = \frac{3}{4}\epsilon_0 [X_{\text{im}}^{(3)} |A_{e,0}|^2 |A_{e,1}| \text{Im} \{ e^{-j[2\beta(\omega_0) - \beta(\omega_1) - \beta(2\omega_0 - \omega_1)]z} \}]. \quad (7.92)$$

Aus der Betragsquadratbildung wird ersichtlich, daß die Effizienz der Generation neuer Frequenzkomponenten durch Vier-Photonen-Mischung von der Differenz der Ausbreitungskonstanten der beteiligten vier Photonen  $\Delta\beta$  abhängig ist,<sup>6</sup> wobei im optischen Zweikanalsystem gilt

$$\Delta\beta_{2\text{ch}} := 2\beta(\omega_0) - \beta(\omega_1) - \beta(2\omega_0 - \omega_1). \quad (7.93)$$

In Verallgemeinerung der Analyse von zwei auf drei optische Kanäle sind die Gleichungen (7.82) und (7.93) durch folgende Beziehungen zu ersetzen

$$\omega_i = \omega_j + \omega_k - \omega_l \quad (7.94)$$

respektive

$$\Delta\beta_{3\text{ch}} := \beta(\omega_i) - \beta(\omega_j) - \beta(\omega_k) + \beta(\omega_l). \quad (7.95)$$

Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit oder auch die Effizienz  $\eta_{4\text{PM}}$  der am Quantenprozeß beteiligten vier Photonen beträgt ausschließlich dann  $\eta_{4\text{PM}} = 1$ , falls die Impulserhaltung exakt erfüllt ist. In diesem Fall muß gelten

$$\Delta\beta_{\text{xch}} \stackrel{!}{=} 0. \quad (7.96)$$

Ergibt sich jedoch abweichend hiervon  $\Delta\beta_{\text{xch}} \neq 0$ , so impliziert dies *nicht*, daß keine Interaktion stattfindet. Vielmehr nimmt lediglich die Wahrscheinlichkeit eines 4PM-Prozesses mit zunehmender Fehlanpassung des Phasenterms ( $\Delta\beta_{\text{xch}} \cdot z$ ) mit zunehmender Übertragungslänge aufgrund der verschiedenen Ausbreitungsgeschwindigkeiten der wechselwirkenden Photonen ab. Mithin propagiert das erzeugte Brechzahlgitter nicht mehr synchron zur beeinflussten Welle. In der Literatur wird die Phasenanpassung nach dem englischen Begriff als *Phase-Matching* und die Fehlanpassung entsprechend als *Phase-Mismatching* bezeichnet. Für das Systemdesign wesentlich ist hierbei, daß die Fehlanpassung mit

<sup>6</sup>siehe auch Kapitel 13



Erhöhung des Kanalabstands  $\Delta f_{\text{ch}}$  oder auch der Dispersion  $D_\lambda$  deutlich zunimmt. Mithin kann für das Design von Mehrkanal-WDM-Systemen eine *minimal erforderliche effektive Kanalseparation*  $s_{\text{eff}}$  definiert werden, die sich aus den beiden Einflußgrößen Kanalabstand und Dispersion errechnet und deren Einhaltung die Unterdrückung nichtlinearer 4PM-Wechselwirkung sicherstellt (siehe beispielsweise [59] oder auch Kapitel 13).

Anhand von (7.95) können nun unterschiedliche Fälle der Vier-Photonen-Mischung unterschieden werden:

- Falls  $j \neq k \neq l$  gilt, so liegt *nicht-entartete* Vier-Photonen-Mischung (engl.: non-degenerated 4PM) vor. In dispersiven Medien gilt dann  $\Delta\beta_{\text{nd-4PM}} \neq 0$ .
- Falls  $j = k \neq l$  gilt, so liegt *entartete* 4PM (engl.: degenerated 4PM) vor. Dennoch gilt auch hier  $\Delta\beta_{\text{d-4PM}} \neq 0$ , falls das Medium dispersiv ist.
- Wenn  $j \neq k = l$  oder  $k \neq j = l$  gilt, so erhalten wir die parametrische Wechselwirkung eines optischen Kanals auf einen zweiten. Dieser Spezialfall der 4PM ist daher die bereits eingeführte *Kreuzphasenmodulation* (XPM). Wesentlich ist, daß Gleichung (7.95) nun stets  $\Delta\beta_{\text{XPM}} = 0$  ergibt, so daß im Rahmen der monochromatischen Analyse keine explizite Abhängigkeit von der Dispersion ersichtlich wird. Es sei jedoch ausdrücklich darauf hingewiesen, daß aus einer Untersuchung modulierter Kanäle ebenfalls eine Abhängigkeit der Kreuzphasenmodulation vom Kanalabstand  $\Delta f_{\text{ch}}$  folgt.<sup>7</sup>
- Falls  $j = k = l$  gilt, so erhalten wir als weiteren Spezialfall die *Selbstphasenmodulation* (SPM), für die wiederum  $\Delta\beta_{\text{SPM}} = 0$  gilt.

Die einzelnen Effekte sind nochmals in Abbildung 7.2 für ein Dreikanal-WDM-System im Frequenzbereich verdeutlicht.

<sup>7</sup>die genaue Untersuchung erfolgt in Kapitel 13

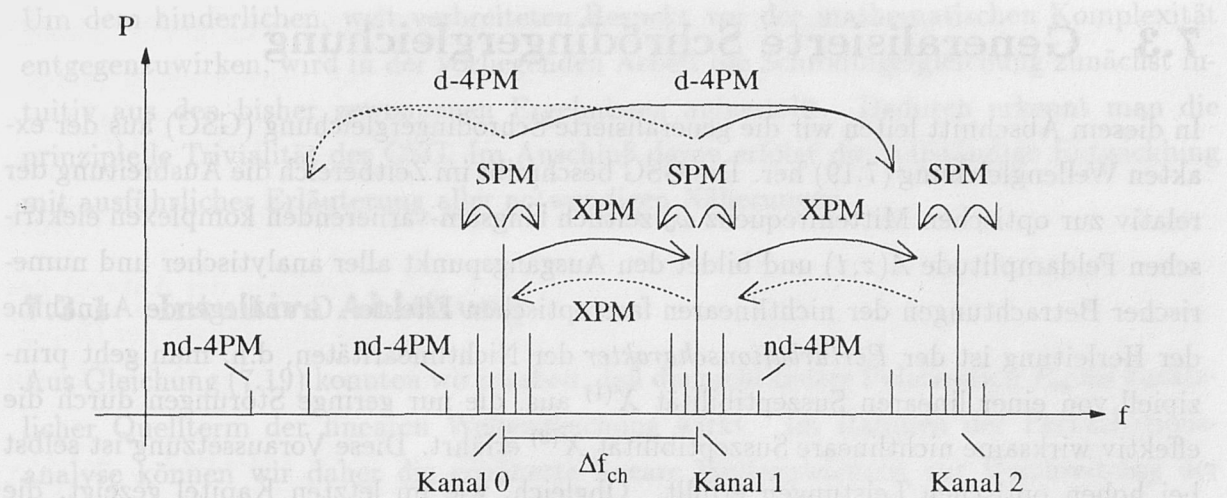


Abbildung 7.2: Nichtlineare Effekte im optischen Mehrkanalsystem

Aus obigen Erläuterungen wird ersichtlich, daß die Vier-Photonen-Mischung bei sehr großen Kanalabständen nicht zu einer Wechselwirkung führt. Mithin ist der Beitrag des quasi-parametrischen 4PM-SRS-Prozesses in Gleichung (7.81) auch in dem Fall zu vernachlässigen, für den der Wichtungskoeffizient  $X_{\text{im,SRS}}^{(3)}$  sein Maximum annimmt.

Schließlich sei erwähnt, daß bei der Untersuchung des Imaginärteils der frequenzabhängigen dielektrischen Verschiebungsdichte  $D$  nach Gleichung (7.66) die komplementären Anteile der bereits diskutierten Effekte auftreten: So führt die Erhöhung der Dämpfung des höherfrequenten Kanals durch SBS und SRS formal zu einer entsprechenden Verringerung der Dämpfung (=Verstärkung) des niederfrequenten Kanals, wobei nicht die Energie sondern Quanten zwischen den Photonenkanälen umverteilt werden. Folglich ist die absolute Dämpfung von Kanal 1 nicht mit der absoluten Verstärkung von Kanal 0 identisch.

Bislang hatten wir uns auf eine Betrachtung der *stimulierten* Prozesse beschränkt. In vollständiger Analogie zu den deterministischen Kanälen können jedoch auch die Vakuumfluktuationen bzw. weiteres Rauschen im System als statische Rauschkanäle modelliert werden, mit welchen dann eingespeiste Signalträger wechselwirken können. Man spricht in diesem Fall von *spontaner* nichtlinearer Wechselwirkung. Im besonderen kann es durch parametrische Effekte im Einkanalsystem zu einer erheblichen Verstärkung spezifischer Rauschseitenbänder kommen.<sup>8</sup> Darüber hinaus können auch unelastische Streuprozesse einen Energietransfer vom Signal zu Rauschträgern auslösen.

<sup>8</sup>siehe Kapitel 9.6



### 7.3 Generalisierte Schrödingergleichung

In diesem Abschnitt leiten wir die generalisierte Schrödingergleichung (GSG) aus der exakten Wellengleichung (7.19) her. Die GSG beschreibt im Zeitbereich die Ausbreitung der relativ zur optischen Mittenfrequenz  $\omega_0$  zeitlich langsam-variierenden komplexen elektrischen Feldamplitude  $A(z, t)$  und bildet den Ausgangspunkt aller analytischer und numerischer Betrachtungen der nichtlinearen faseroptischen Effekte. Grundlegende Annahme der Herleitung ist der *Perturbationscharakter* der Nichtlinearitäten, d.h. man geht prinzipiell von einer linearen Suszeptibilität  $X^{(1)}$  aus, die nur geringe Störungen durch die effektiv wirksame nichtlineare Suszeptibilität  $X^{(3)}$  erfährt. Diese Voraussetzung ist selbst bei hohen optischen Leistungen erfüllt. Obgleich, wie im letzten Kapitel gezeigt, die unelastischen Streuprozesse als veränderte effektive Dämpfung  $\alpha_{nl}$  mit in die Beschreibung aufgenommen werden können, beschränkt man sich bei der Ableitung der GSG üblicherweise auf die parametrischen Prozesse (SPM, XPM und 4PM). Die Stimulierte Brillouin- und die Stimulierte-Raman-Streuung werden gesondert betrachtet, da die Ausbreitungseigenschaften der beteiligten Phononen mit berücksichtigt werden müssen, was sich im Zeitbereich in einer unhandlichen Dreifachfaltung bemerkbar macht. Desweiteren wird, wie bei der Herleitung der linearen Wellengleichung, die Überlagerung aller optischer Einzelkanäle mathematisch als ein einziger Gesamtkanal der Mittenkreisfrequenz  $\omega_0$  interpretiert, wobei im allgemeinen die Taylorreihenentwicklung der Ausbreitungskonstanten  $\beta$  um diese Kreisfrequenz bis zum dritten Glied erfolgt. Diese Näherung wird jedoch bei zu großem Frequenzabstand von  $\omega_0$  ungenau. Da die Wechselwirkungsbandbreite des Raman-Effekts mehr als 120 nm beträgt, ist die Modellierung aller Kanäle als Gesamtkanal hier eindeutig *nicht* mehr zulässig, so daß zur korrekten Beschreibung der Stimulierten-Raman-Streuung das Lösen eines gekoppelten Differentialgleichungssystems, das die Interaktion aller Kanäle vollständig erfaßt, unbedingt erforderlich wird.

Die Erfahrung zeigt, daß nicht nur Laien sondern auch Experten auf dem Gebiet der faseroptischen Nichtlinearitäten oftmals nur über geringes Verständnis der Ableitung der nichtlinearen Schrödingergleichung verfügen. Dies ist insofern kritisch, als daß eine genaue Kenntnis dieser mathematischen Behandlung und der erforderlichen Näherungen für die Interpretation der gewonnenen analytischen und numerischen Ergebnisse wesentlich ist. Eine Ursache der fehlenden Kenntnis liegt in der Literatur begründet: So findet man hauptsächlich mathematisch sehr komplexe Ableitungen, die durch mehrfachen, nicht immer expliziten Wechsel zwischen Zeit- und Frequenzbereich bzw. durch das Zitieren von Ergebnissen dem Leser die Möglichkeit zum tieferen Verständnis nehmen. Zudem sei erwähnt, daß *keine* in der Literatur bislang vorgestellte Herleitung vom formalen Gesichtspunkt aus völlig korrekt ist.

Um dem hinderlichen, weit verbreiteten Respekt vor der mathematischen Komplexität entgegenzuwirken, wird in der vorliegenden Arbeit die Schrödingergleichung zunächst intuitiv aus den bisher gewonnenen Ergebnissen aufgestellt. Dadurch erkennt man die prinzipielle Trivialität der GSG. Im Anschluß daran erfolgt die vollständige Entwicklung mit ausführlicher Erläuterung aller notwendigen Näherungen.

### 7.3.1 Intuitive Ableitung

Aus Gleichung (7.19) konnten wir ersehen, daß die nichtlineare Polarisation  $P_{nl}$  als zusätzlicher Quellterm der linearen Wellengleichung wirkt. Im Rahmen der Perturbationsanalyse können wir daher die genäherte lineare Wellengleichung zur Beschreibung der Ausbreitung der langsam-veränderlichen (Gesamtfeld-)Hüllkurve für lineare, dispersive Medien auf der rechten Seite einsetzen und dann den nichtlinearen Quellterm in der korrekten Form auf der linken Gleichungsseite berücksichtigen. Die lineare Gleichung haben wir bereits in Kapitel 5.2 aufgestellt und untersucht. Hiernach gilt

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} - \frac{j\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + \frac{\alpha}{2} A = 0. \quad (7.97)$$

Wie im letzten Kapitel gezeigt, ist der Anteil der nichtlinearen Suszeptibilität  $X^{(3)}$ , der zu den parametrischen Effekten führt, rein reell und näherungsweise frequenzunabhängig. Im Frequenzbereich erhalten wir daher aus (7.48) und (7.50)

$$D(\omega) = D_{re}(\omega) - jD_{im}(\omega) \quad (7.98)$$

$$\begin{aligned} &= \epsilon_0 \left[ n_{lin}^2 - j \frac{n_{lin} \alpha}{k_0} \right] A(\omega) \\ &+ \epsilon_0 \frac{3}{4} \iiint_{-\infty}^{+\infty} X_{re}^{(3)} \text{Re} \{ A(\omega_j) A(\omega_k) A(\omega_l) \} d\omega_j d\omega_k d\omega_l. \end{aligned} \quad (7.99)$$

Im Zeitbereich folgt daraus

$$D(t) = \epsilon_0 \left[ n_{lin}^2 - j \frac{n_{lin} \alpha}{k_0} X_{re}^{(3)} |A(t)|^2 \right] A(t), \quad (7.100)$$

wobei wir die Dämpfungskonstante  $\alpha$  als frequenzunabhängig angenommen haben. Den nichtlinearen Ausdruck erhält man auch unmittelbar aus Gleichung (7.6), wenn man berücksichtigt, daß eine Vernachlässigung der Dispersion von  $X_{re}^{(3)}$  der Einführung dreier Delta-Dirac-Impulse bei der skalaren Suszeptibilität (bzw. des Kronecker Tensors in der tensoriellen Beschreibung) bedeuten, so daß sich mit (7.20) und (7.21) für den langsam



oszillierenden nichtlinearen parametrischen Polarisationsanteil folgender Ausdruck ergibt

$$P_{\text{nl,para}}(t) = \frac{3}{4} \int \int \int_{-\infty}^{+\infty} \chi_{\text{re}}^{(3)}(t-t_j, t-t_k, t-t_l) A(t_j) A(t_k) A^*(t_l) \delta(t-t_j) \delta(t-t_k) \delta(t-t_l) dt_j dt_k dt_l, \quad (7.101)$$

wobei die Dirac-Stöße  $\delta$  mathematisch berücksichtigen, daß es zwischen der Antwort des Mediums und dem Einfall der Wellen keine Verzögerung gibt, was physikalisch der Dispersionsfreiheit entspricht. Die Dreifachfaltung vereinfacht sich dann zu einer Multiplikation

$$P_{\text{nl,para}}(t) = \frac{3}{4} X_{\text{re}}^{(3)} A(t) A(t) A^*(t) = \frac{3}{4} X_{\text{re}}^{(3)} |A(t)|^2 A(t), \quad (7.102)$$

mit der im letzten Kapitel eingeführten reellen nichtlinearen Suszeptibilitätskonstanten  $X_{\text{re}}^{(3)} = \chi_{\text{re}}^{(3)}$ .

Bei konsistenter mathematischer Behandlung der linearen und der nichtlinearen Eigenschaften der Glasfaser muß man den formalen Zusammenhang zwischen der linearen Dämpfung  $\alpha$  und dem nichtlinearen Brechzahlinfluß  $X_{\text{re}}^{(3)}$  aus Gleichung (7.100) in der Wellengleichung für nichtlineare, dispersive Medien wiederfinden. Da die Dämpfung in der linearen Gleichung (7.97) in der Form

$$\text{Dämpfungsterm} = \frac{\alpha}{2} \quad (7.103)$$

auftritt, muß der nichtlineare Quellterm die Form

$$\text{Quellterm} \stackrel{!}{=} j \frac{3}{8} \cdot k_0 X_{\text{re}}^{(3)} |A|^2 \quad (7.104)$$

annehmen. Mithin erhalten wir folgende Differentialgleichung

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} - \frac{j}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + \frac{\alpha}{2} A + j \frac{3}{8} k_0 X^{(3)} |A|^2 A = 0, \quad (7.105)$$

bzw. durch Umstellen folgende nichtlineare Wellengleichung

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} - \frac{j}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + \frac{\alpha}{2} A = -j \frac{3}{8} k_0 X^{(3)} |A|^2 A. \quad (7.106)$$

Auf einen Punkt sei an dieser Stelle besonders hingewiesen. Wie deutlich wurde, verursachen die Nichtlinearitäten eine Abweichung der Ausbreitungskonstanten von ihrem Wert im linearen Medium. Es stellt sich daher die Frage, ob die oben hergeleitete Beschreibung hinreichend genau ist, da wir ja die *linearen* Koeffizienten  $\beta_{0,1,2,3}$  verwendet

haben, deren nichtlineare Beeinflussung jedoch vernachlässigt haben. Wie wir jedoch später sehen werden, ist die hauptsächliche Auswirkung der Nichtlinearitäten indirekt und durch wesentliches Zutun der Dispersion hervorgerufen. Die direkte Störung der Propagationskonstanten wurde in [60] abgeschätzt. Sie beträgt selbst in Extremfällen lediglich einige Tausendstel Picosekunden und ist daher für die hier untersuchten Systeme nicht von Bedeutung. Desweiteren haben wir bei der intuitiven Ableitung die transversale Modenverteilung  $F(x, y)$  nicht beachtet. Um den Einfluß der Feldverteilung korrekt zu berücksichtigen, ist eine exakte mathematische Herleitung notwendig.

### 7.3.2 Formal exakte Ableitung

Wie im vorherigen Abschnitt gehen wir auch hier wieder von einer linearen Polarisierung der Felder, transversal zur Ausbreitungsrichtung  $z$  aus. Aus Gleichung (7.15) erhalten wir mit (7.17)

$$\Delta \tilde{E} = \frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial z^2} \approx \mu_0 \frac{\partial^2 \tilde{D}}{\partial t^2}, \quad (7.107)$$

wobei wir uns auf den in praxi relevanten Fall der schwach-führenden Glasfaser beschränkt haben und folglich die aus der transversalen Abhängigkeit der Brechzahl resultierende Divergenz des elektrischen Feldes vernachlässigt haben. Dies ist jedoch nur dann formal exakt, wenn auch die nichtlineare Brechzahl keine transversale Abhängigkeit mehr aufweist. Da die optische Feldverteilung jedoch quadratisch in den nichtlinearen Anteil eingeht, muß eine transversal gemittelte nichtlineare Brechzahlbeeinflussung eingeführt werden, die wir mit

$$\left\langle \frac{3}{4} X_{\text{re}}^{(3)} |\tilde{E}|^2 \right\rangle_{(x,y)} \quad (7.108)$$

bezeichnen wollen. Mit (5.32), (7.16) und (7.108) erhalten wir näherungsweise

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial z^2} \approx \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \left\{ \left[ n_{\text{lin}}^2(x, y, t) * + \left\langle \frac{3}{4} X_{\text{re}}^{(3)} |\tilde{E}|^2 \right\rangle_{(x,y)} \right] \tilde{E} \right\}}{\partial t^2} \quad (7.109)$$

$$\approx \frac{1}{c_0^2} \left[ n^2(x, y, t) * + \left\langle \frac{3}{4} X_{\text{re}}^{(3)} |\tilde{E}|^2 \right\rangle_{(x,y)} \right] \frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial t^2}. \quad (7.110)$$

Die letzte Identität gilt nur unter der Voraussetzung, daß die zeitabhängige effektive Brechzahl für die Ableitung der GSG als konstant betrachtet werden kann. Berücksichtigt man, daß die Modulation der Brechzahl die Frequenz der Modulation des Signals besitzt und diese gegenüber der noch in  $\tilde{E}$  enthaltenen schnellen optischen Mittenfrequenz  $\omega_0$  vernachlässigbar ist, so ist diese Näherung gerechtfertigt. Die Zeitabhängigkeit der linearen Brechzahl in Gleichung (7.110) ist notwendig, um den Einfluß der chromatischen Dispersion zu erfassen.



Wir führen nun wieder die langsam oszillierenden Zeiger  $A(z, t)$  ein, gemäß

$$\tilde{E}(z, t) = \frac{1}{2} [F(x, y) \cdot A(z, t) \cdot \exp(-j\beta_0 z) \cdot \exp(j\omega_0 t) + c.c.], \quad (7.111)$$

wobei  $c.c.$  den konjugiert-komplexen Anteil und  $F$  die normierte transversale Feldverteilung sei, für die gelte

$$\iint |F(x, y)|^2 dx dy = 1. \quad (7.112)$$

Die Vernachlässigung der Zeitabhängigkeit von  $F$  impliziert physikalisch die Annahme, daß die Modenverteilungsfunktion nur unwesentlich von der Frequenz abhängt. Schließlich ist  $\omega_0$  die Mittenfrequenz und  $\beta_0$  die zugeordnete Ausbreitungskonstante.

Damit erhalten wir für die erste örtliche Ableitung des schnell-oszillierenden Feldes

$$\frac{\partial \tilde{E}}{\partial z} = \left\{ \frac{1}{2} F(x, y) \cdot e^{-j(\beta_0 z - \omega_0 t)} \left[ \frac{\partial A}{\partial z} - j\beta_0 A \right] + c.c. \right\} \quad (7.113)$$

und daraus für die zweite örtliche Ableitung

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial z^2} = \left\{ \frac{1}{2} F(x, y) \cdot e^{-j(\beta_0 z - \omega_0 t)} \left[ \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} - 2j\beta_0 \frac{\partial A}{\partial z} - \beta_0^2 A \right] + c.c. \right\}. \quad (7.114)$$

Für die erste zeitliche Ableitung ergibt sich analog

$$\frac{\partial \tilde{E}}{\partial t} = \left\{ \frac{1}{2} F(x, y) \cdot e^{-j(\beta_0 z - \omega_0 t)} \left[ \frac{\partial A}{\partial t} - j\omega_0 A \right] + c.c. \right\} \quad (7.115)$$

und daraus für die zweite zeitliche Ableitung

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial t^2} = \left\{ \frac{1}{2} F(x, y) \cdot e^{-j(\beta_0 z - \omega_0 t)} \left[ \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + 2j\omega_0 \frac{\partial A}{\partial t} - \omega_0^2 A \right] + c.c. \right\}. \quad (7.116)$$

An dieser Stelle wollen wir von den beiden nachstehenden Näherungen Gebrauch machen

$$\left| \frac{\partial^2 A(z, t)}{\partial t^2} + 2j\omega_0 \frac{\partial A(z, t)}{\partial t} \right| \ll \left| \omega_0^2 A(z, t) \right|, \quad (7.117)$$

$$\left| \frac{\partial^2 A(z, t)}{\partial z^2} \right| \ll \left| \beta_0^2 A(z, t) + 2j\beta_0 \frac{\partial A(z, t)}{\partial z} \right|. \quad (7.118)$$

Die zeitliche Näherung kann physikalisch unmittelbar durch die Betrachtung eines langsam oszillierenden Zeigers begründet werden. Durch Transformation in den Frequenzbereich ergibt sich

$$F \left[ \frac{\partial^2 A(z, t)}{\partial t^2} + 2j\omega_0 \frac{\partial A(z, t)}{\partial t} - \omega_0^2 A(z, t) \right] = -\Omega^2 A(\omega, z) - 2\omega_0 \Omega A(\omega, z) - \omega_0^2 A(\omega, z), \quad (7.119)$$

wobei  $\Omega = \omega - \omega_0$  die Ablagefrequenz ist, für die gilt  $\Omega \ll \omega_0$ . Mithin sind die beiden ersten Anteile gegenüber dem Term  $-\omega_0^2 A$  zu vernachlässigen. Die Reduktion der Ordnung in der ortsabhängigen Beziehung (7.118) impliziert physikalisch die Annahme einer mit fortschreitender Weglänge nur gering anwachsenden Störung. Daher wird diese Näherung im englischen als *slow-growth approximation* bezeichnet.

Für die transversale Abhängigkeit erhalten wir

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial y^2} = \Delta_t E = \frac{1}{2} \Delta_t F(x, y) \cdot e^{-j(\beta_0 z - \omega_0 t)} + c.c. \quad (7.120)$$

worin  $\Delta_t$  den transversalen Laplace-Operator bezeichnet. Wir wollen uns im folgenden auf die Betrachtung positiver Frequenzen beschränken. Das Ergebnis kann dann unmittelbar auf negative Frequenzen verallgemeinert werden. Mit (7.114), (7.116) und (7.120) geht (7.110) in folgende Gleichung über

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \Delta_t F(x, y) A(t, z) e^{-j(\beta_0 z - \omega_0 t)} + \frac{1}{2} F(x, y) e^{-j(\beta_0 z - \omega_0 t)} \left[ -2j\beta_0 \frac{\partial A(t, z)}{\partial z} - \beta_0^2 A(t, z) \right] \\ & \approx \frac{-\omega_0^2}{c_0^2} \left[ n_{\text{lin}}^2 * + \left\langle \frac{3}{4} X_{\text{re}}^{(3)} |\tilde{E}|^2 \right\rangle_{(x,y)} \right] \cdot \left[ \frac{1}{2} F(x, y) e^{-j(\beta_0 z - \omega_0 t)} \right] \cdot A(t, z) \end{aligned} \quad (7.121)$$

Die Division durch den Faktor  $(1/2)F(x, y) \exp\{-j(\beta_0 z - \omega_0 t)\}$  ergibt

$$\begin{aligned} & \frac{\Delta_t F(x, y)}{F(x, y)} A(t, z) + \left[ -2j\beta_0 \frac{\partial A(t, z)}{\partial z} - \beta_0^2 A(t, z) \right] \\ & \approx \frac{-\omega_0^2}{c_0^2} \left[ n_{\text{lin}}^2 * + \left\langle \frac{3}{4} X_{\text{re}}^{(3)} |\tilde{E}|^2 \right\rangle_{(x,y)} \right] \cdot A(t, z). \end{aligned} \quad (7.122)$$

Diese Gleichung kann in zwei gekoppelte Differentialgleichungen separiert werden

$$\frac{\Delta_t F(x, y)}{F(x, y)} A(t, z) + \frac{\omega_0^2}{c_0^2} \left[ n_{\text{lin}}^2 * + \left\langle \frac{3}{4} X_{\text{re}}^{(3)} |\tilde{E}|^2 \right\rangle_{(x,y)} \right] \cdot A(t, z) := +\bar{\beta}^2 A(t, z) \quad (7.123)$$

$$-2j\beta_0 \frac{\partial A(z, t)}{\partial z} - \beta_0^2 A(z, t) := -\bar{\beta}^2 A(z, t). \quad (7.124)$$

Die frequenzabhängige Größe  $\bar{\beta}$  ist zunächst formal zur Separation eingeführt worden. Wie ersichtlich, ergibt die Summe der beiden Gleichungen stets Null, so daß Gleichung (7.122) erfüllt ist. Durch Umstellen und Multiplikation von (7.123) mit  $F(x, y)/A(t, z)$  erhalten wir



$$\Delta_t F(x, y) + \left[ \frac{\omega_0^2}{c_0^2} \left\{ n_{\text{lin}}^2 * + < \frac{3}{4} X_{\text{re}}^{(3)} |\tilde{E}|^2 >_{(x,y)} - \bar{\beta}^2 \right\} \right] \cdot F(x, y) = 0 \quad (7.125)$$

$$-2j\beta_0 \frac{\partial A(z, t)}{\partial z} + [\bar{\beta}^2 - \beta_0^2] A(z, t) = 0. \quad (7.126)$$

Die erste Gleichung beschreibt die transversale Feldverteilung  $F(x, y)$  und erlaubt das Berechnen der Eigenwellen (=Moden) der nichtlinearen, dispersiven Glasfaser. Um die entsprechenden Eigenwerte, die Ausbreitungskonstanten, zu ermitteln, ist es zweckmäßig, in den Frequenzbereich überzugehen, um die Faltung der linearen Brechzahl mit der Verteilfunktion  $F$  in eine Multiplikation zu überführen. Wir erhalten nach Fouriertransformation

$$\Delta_t F(x, y) + \left[ \frac{\omega_0^2}{c_0^2} \left\{ n_{\text{lin}}^2(\omega) + < \frac{3}{4} X_{\text{re}}^{(3)} [\tilde{E} * \tilde{E}^*] >_{(x,y)} - \bar{\beta}(\omega)^2 \right\} \right] \cdot F(x, y) = 0 \quad (7.127)$$

$$-2j\beta_0 \frac{\partial A(\omega, t)}{\partial z} + [\bar{\beta}(\omega)^2 - \beta_0^2] A(\omega, t) = 0. \quad (7.128)$$

Zur Berechnung der Ausbreitungskonstanten  $\bar{\beta}(\omega)$  im nichtlinearen, dispersiven Medium definieren wir nun

$$\beta^2(\omega) := \frac{\omega_0^2}{c_0^2} n_{\text{lin}}^2(\omega) + \frac{\omega_0^2}{c_0^2} < \frac{3}{4} X_{\text{re}}^{(3)} [\tilde{E} * \tilde{E}^*] >_{(x,y)} \quad (7.129)$$

und desweiteren

$$\beta_{\text{lin}}(\omega) := \frac{\omega_0}{c_0} n_{\text{lin}}(\omega), \quad (7.130)$$

$$\beta_{\text{nl}}(\omega) := \frac{\omega_0}{c_0} \frac{1}{2n_{\text{lin}}^2(\omega)} < \frac{3}{4} X_{\text{re}}^{(3)} [\tilde{E} * \tilde{E}^*] >_{(x,y)}. \quad (7.131)$$

Einsetzen von (7.130) und (7.131) in (7.129) ergibt

$$\beta(\omega)^2 = \beta_{\text{lin}}(\omega)^2 + 2\beta_{\text{lin}}(\omega)\beta_{\text{nl}}(\omega). \quad (7.132)$$

Im Rahmen der Störungsrechnung können obige Gleichung durch einen quadratischen nichtlinearen Anteil ergänzen, so daß näherungsweise gilt

$$\beta(\omega)^2 = \beta_{\text{lin}}(\omega)^2 + 2\beta_{\text{lin}}(\omega)\beta_{\text{nl}}(\omega) + \beta_{\text{nl}}(\omega)^2 \quad (7.133)$$

$$\approx [\beta_{\text{lin}} + \beta_{\text{nl}}]^2. \quad (7.134)$$

Mithin können wir das Differentialgleichungssystem (7.127) und (7.128) wie folgt umschreiben

$$\Delta_t F(x, y) + [\beta(\omega)^2 - \bar{\beta}(\omega)^2] \cdot F(x, y) = 0 \quad (7.135)$$

$$-2j\beta_0 \frac{\partial A(\omega, t)}{\partial z} + [\bar{\beta}(\omega)^2 - \beta_0^2] A(\omega, t) = 0. \quad (7.136)$$

mit

$$\beta(\omega) = \beta_{\text{lin}}(\omega) + \beta_{\text{nl}}(\omega). \quad (7.137)$$

Mit Gleichung (7.135) ergeben sich die Eigenwerte der nichtlinearen, dispersiven Glasfaser  $\bar{\beta}$  nun aus der Forderung

$$\beta(\omega)^2 - \bar{\beta}(\omega)^2 \stackrel{!}{=} 0 \implies \bar{\beta}(\omega) \stackrel{!}{=} \beta_{\text{lin}}(\omega) + \beta_{\text{nl}}(\omega). \quad (7.138)$$

Um die unmittelbare Beeinflussung der linearen Ausbreitungskonstanten durch die parametrischen faseroptischen Nichtlinearitäten  $\beta_{\text{nl}}$  explizit angeben zu können, muß noch die in (7.108) eingeführte transversale Mittelung berechnet werden. Es gilt

$$\langle \frac{3}{4} X_{\text{re}}^{(3)} [\tilde{E} * \tilde{E}^*] \rangle_{(x,y)} := \frac{\frac{3}{4} X_{\text{re}}^{(3)} \int_{-a}^{+a} \int_{-a}^{+a} [\tilde{E} * \tilde{E}^*] |F(x, y)|^2 dx dy}{\int_{-a}^{+a} \int_{-a}^{+a} |F(x, y)|^2 dx dy}. \quad (7.139)$$

Mit Gleichung (7.111) erhalten wir die Identität

$$[\tilde{E} * \tilde{E}^*] = A(\omega, z) * A^*(\omega, z) \cdot |F(x, y)|^2 \quad (7.140)$$

und mithin aus (7.131), (7.139) und (7.140)

$$\beta_{\text{nl}}(\omega) = \frac{\omega_0}{c_0} \cdot \frac{3}{8n_{\text{lin}}^2(\omega)} X_{\text{re}}^{(3)} [A(\omega, z) * A^*(\omega, z)] \frac{\int_{-a}^{+a} \int_{-a}^{+a} |F(x, y)|^4 dx dy}{\int_{-a}^{+a} \int_{-a}^{+a} |F(x, y)|^2 dx dy}. \quad (7.141)$$

Üblicherweise wird in obiger Gleichung die Frequenzabhängigkeit der linearen Brechzahl analog zur Vernachlässigung der Frequenzabhängigkeit der nichtlinearen parametrischen Suszeptibilität vernachlässigt. Die Dispersion wird in diesem Fall ausschließlich in Form der linearen, frequenzabhängigen Ausbreitungskonstanten  $\beta_{\text{lin}}(\omega)$  berücksichtigt. Wie bereits mehrfach erläutert und auch mathematisch durch die Störungsrechnung angenommen, ist der unmittelbare Beitrag  $\beta_{\text{nl}}$  der Nichtlinearität zur linearen Propagationskonstante vernachlässigbar. Die Moden der nichtlinearen Glasfaser sind demnach mit denen



der linearen Glasfaser identisch. Deutlich wird der Einfluß auf das Ausbreitungsverhalten erst durch Substitution der Eigenwerte  $\bar{\beta}$  in Gleichung (7.136), welche die Veränderung der Signalamplitude beschreibt. Wir erhalten

$$-2j\beta_0 \frac{\partial A(\omega, t)}{\partial z} + [\beta(\omega)^2 - \beta_0^2] A(\omega, t) = 0, \quad (7.142)$$

woraus sich mit

$$\beta(\omega)^2 - \beta_0^2 = [\beta(\omega) + \beta_0] \cdot [\beta(\omega) - \beta_0] \approx 2\beta_0 [\beta(\omega) - \beta_0] \quad (7.143)$$

nachstehende Gleichung ergibt

$$\frac{\partial A(\omega, t)}{\partial z} + j[\beta(\omega) - \beta_0] A(\omega, t) = 0. \quad (7.144)$$

Wir verwenden nun die Beziehung (7.137) und erhalten

$$\frac{\partial A(\omega, t)}{\partial z} + j[\beta_{\text{lin}}(\omega) + \beta_{\text{nl}} - \beta_0] A(\omega, t) = 0. \quad (7.145)$$

Wie bei der Herleitung der linearen Wellengleichung führen wir auch nun wieder eine Taylorreihenentwicklung der linearen Ausbreitungskonstante  $\beta_{\text{lin}}(\omega)$  um die Mittenfrequenz  $\omega_0$  durch, gemäß

$$\beta_{\text{lin}}(\omega) = \beta_0 + \beta_1\Omega + \frac{\beta_2}{2}\Omega^2 + \frac{\beta_3}{6}\Omega^3, \quad (7.146)$$

wobei wir die Terme ab der vierten Ordnung vernachlässigt haben. Einsetzen dieser Beziehung in (7.145) ergibt nach Umstellen

$$\frac{\partial A(\omega, t)}{\partial z} + j \left[ \beta_1\Omega + \frac{\beta_2}{2}\Omega^2 + \frac{\beta_3}{6}\Omega^3 \right] A(\omega, t) = -\beta_{\text{nl}} A(\omega, z). \quad (7.147)$$

Wie im linearen Fall nutzen wir zur Rücktransformation in den Zeitbereich die Identitäten

$$j\Omega A(\omega, z) \equiv \frac{\partial A(t, z)}{\partial t}, \quad (7.148)$$

$$-\Omega^2 A(\omega, z) \equiv \frac{\partial^2 A(t, z)}{\partial t^2}, \quad (7.149)$$

$$-j\Omega^3 A(\omega, z) \equiv \frac{\partial^3 A(t, z)}{\partial t^3} \quad (7.150)$$

und gelangen schließlich zur gesuchten Wellengleichung im Zeitbereich

$$\frac{\partial A(t, z)}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A(t, z)}{\partial t} - j \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A(t, z)}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A(t, z)}{\partial t^3} - \frac{\alpha}{2} A(t, z) = -j k_0 n_{\text{nl}} A(z, t), \quad (7.151)$$

wobei wir die bislang vernachlässigte Dämpfungskonstante wie bei der linearen Wellengleichung berücksichtigt haben und die *nichtlineare Brechzahl*  $n_{\text{nl}}$  in einer zu Gleichung (7.60) erweiterten Form wie folgt eingeführt haben

$$n_{\text{nl}} := \frac{3}{8n_{\text{lin}}(\omega)} \cdot X_{\text{re}}^{(3)} \cdot \frac{\int_{-a}^{+a} \int_{-a}^{+a} |F(x, y)|^4 dx dy}{\int_{-a}^{+a} \int_{-a}^{+a} |F(x, y)|^2 dx dy} \cdot |A(z, t)|^2. \quad (7.152)$$

Bei der Untersuchung linearer Pulsverformungen in Kapitel 5.2 wurde bereits erläutert, daß der mit  $\beta_1$  gewichtete Ausbreitungsterm lediglich die Verschiebung des energetischen Pulsschwerpunktes mit der Gruppengeschwindigkeit  $v_{\text{gr}} = \beta_1^{-1}$  beschreibt und daher nicht zu Pulsverzerrungen führt. Dies wird durch folgende Substitution deutlich

$$t \longrightarrow t - \frac{z}{v_{\text{gr}}} = t - \beta_1 z, \quad (7.153)$$

mit der wir Gleichung (7.151) wie folgt umformulieren können

$$\frac{\partial A}{\partial z} - j \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} - \frac{\alpha}{2} A = -j k_0 n_{\text{nl}} A. \quad (7.154)$$

Physikalisch bewegen wir unser Beobachtungsfenster synchron zu der Gruppengeschwindigkeit des Pulses und bemerken so ausschließlich effektiv wirksame Pulsverformungen.

Diese letzte Gleichung bildet die Grundlage aller Betrachtungen der parametrischen faseroptischen Nichtlinearitäten. Sie gilt allgemein, unabhängig vom spezifischem Modulationsformat und der Signalform und beschreibt die mit fortschreitender Übertragungslänge  $z$  stattfindende gemeinsame Wirkung von chromatischer Dispersion, Dämpfung und parametrischer faseroptischer Nichtlinearitäten auf die zeitlich langsam oszillierende Gesamtfeldamplitude  $A$ . In der Literatur wird diese genäherte nichtlineare Wellengleichung als *generalisierte nichtlineare Schrödingergleichung* (GSG) bezeichnet. Um den Grund dieser Namensgebung zu verdeutlichen, ist nachstehend die aus der Wellenmechanik bekannte eindimensionale lineare Schrödingergleichung (SG) angeführt [61]

$$\frac{\partial \psi(\xi, \tau)}{\partial \tau} + j \frac{\partial^2 \psi(\xi, \tau)}{\partial \xi^2} = -j V \psi(\xi, \tau). \quad (7.155)$$



Diese beschreibt die Abhängigkeit der Aufenthaltswahrscheinlichkeitsverteilung  $\psi$  eines Quasi-Partikels, z.B. eines Elektrons, als Funktion des Ortes  $\xi$  und der Zeit  $\tau$ , bei einem vorgegebenem Potentialverlauf  $V$ . Ersetzen wir nun  $\tau$  durch  $z$  und  $\xi$  durch  $t$ , so zeigt ein Vergleich von (7.55) und (7.155), daß beide Gleichungen dieselbe mathematische Form aufweisen, falls der Einfluß der Dispersion zweiter Ordnung  $\beta_3$  und der Dämpfung  $\alpha$  in (7.154) vernachlässigt wird. Man bezeichnet (7.154) daher als *generalisierte SG*. Desweiteren erkennen wir, daß folgende Beziehung gilt

$$V \equiv k_0 n_{nl} \propto |A(t, z)|^2. \quad (7.156)$$

Bei negativem Dispersionskoeffizienten  $\beta_2$ , also im anomalen Dispersionsbereich, ergeben sich in beiden Gleichungen identische Vorzeichen. In Analogie zur wellenmechanischen Beschreibung des Elektrons, die besagt, daß Energie durch das Potential  $V$  örtlich-lokal gebunden ist, können wir das Betragsquadrat des elektrischen Feldes folglich als ein Potential interpretieren, daß Energie an einer spezifischen zeitlichen Position innerhalb des Beobachtungsfensters binden kann. Da das Potential nichtlinear von der Feldamplitude abhängt, verwendet man für Gleichung (7.154) die vollständige Bezeichnung *generalisierte nichtlineare SG*.

Einige wesentliche nichtlineare parametrische Effekte können bereits anhand dieser mathematischen Formulierung erkannt und diskutiert werden. Betrachten wir beispielsweise einen isolierten Gaußpuls am Ort  $z = 0$  der Glasfaser. Da die optische Leistung zum Pulszentrum hin zunimmt, folgt aus den obigen Erläuterungen, daß im anomalen Dispersionsbereich der Gaußpuls einen nichtlinearen Potentialgradienten aufweist, dessen Maximum am Pulszentrum, bei  $t = 0$ , das höchste Potential zur zeitlichen Energiebindung liefert. Dies führt zu einem Energiefluß in Richtung des Pulszentrums, was sich in einer komprimierenden Kraft bemerkbar macht und der Dispersion, die beim Gaußpuls ausschließlich zu einer Aufweitung führt, entgegenwirkt. Intuitiv ist bereits ersichtlich, daß es eine ideale zeitliche Pulsform geben muß, die bei gegebener Dispersion  $\beta_2$  und Spitzenleistung  $P_p$  zu einem perfekten Gleichgewicht beider Kräfte führt. Derartige solitäre Pulse, die bei Propagation in der nichtlinearen, dispersiven und dämpfungsfreien Glasfaser ihre ursprüngliche Form nicht ändern bezeichnet man unter Berücksichtigung ihres Quasi-Teilchencharakters in Analogie zu den Photonen und Elektronen als *Solitonen*. Solitonen können auch als zeitliche Eigenwellen der nichtlinearen, dispersiven und dämpfungsfreien Glasfaser interpretiert werden.

Dieselbe Potentialwirkung der Nichtlinearität, die bei idealer ursprünglicher Pulsform zu, bezüglich  $z$ , endlos stabilem Verhalten führt, kann jedoch bei Abweichung von der spezifischen Solitonform zu einem zeitlichen Zerfall eines propagierenden Signals führen. Um dies

zu verdeutlichen, wollen wir die Ausbreitung einer konstanten, unmodulierten Hüllkurve im anomalen Dispersionsbereich einer nichtlinearen Faser betrachten. Bei ideal konstantem Verlauf der optischen Leistung innerhalb des zeitlichen Beobachtungsfensters ist das Potential für alle Zeitpunkte identisch. In praxi ergeben sich jedoch aufgrund von Amplitudenrauschen, modulationsbedingten Amplitudenschwankungen und durch dispersive FM-AM-Konversion eine Vielzahl (infinitesimaler) zeitlicher Potentialgradienten, die eine geringe Umverteilung der Leistung des Signals im Fenster, nach Maßgabe der Gradienten zur Folge haben. Dadurch nimmt das Potential an gewissen Stellen quadratisch zu. Mithin bilden sich mehrere Leistungsspitzen im Zeitfenster aus, wodurch es zu einem Zerfall des eingangs unmodulierten Signals in eine Vielzahl von Einzelpulsen kommt. Man bezeichnet diesen Effekt als *Modulationsinstabilität* (engl.: **Modulational Instability**). Wie deutlich wurde, beruhen Solitonen und die Modulationsinstabilität auf demselben physikalischen Effekt, der ausschließlich im anomalen Dispersionsbereich auftritt. Die enge Verwandtschaft beider Phänomene wird an späterer Stelle noch von wesentlicher Bedeutung für das Verständnis der Ausbreitung von nonreturn-to-zero-(NRZ)-Signalen in nichtlinearen, dispersiven Glasfasern sein. Desweiteren zeigte sich, daß die Wahl des zur Datenübertragung genutzten Dispersionsbereichs entscheidend die auftretenden Effekte determiniert. Detaillierte Aussagen über optimales Systemdesign können jedoch nur aus genauen Studien der GSG gewonnen werden. Der folgende Abschnitt ist daher den Methoden zur Lösung der generalisierten nichtlinearen Schrödingergleichung gewidmet.

### 7.3.3 Lösungsverfahren

Zur Diskussion der Lösungsverfahren ist es zweckmäßig, die nichtlineare generalisierte Schrödingergleichung (7.154) wie folgt in normierter Form zu schreiben

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \left[ \hat{D} + \hat{N} \right] \cdot A, \quad (7.157)$$

wobei der *Dispersions-* und der *Nichtlinearitätsoperator*,  $\hat{D}$  respektive  $\hat{N}$  wie folgt gegeben sind

$$\hat{D} := j \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3}{\partial t^3} + \frac{\alpha}{2}, \quad (7.158)$$

$$\hat{N} := -j k_0 n_{\text{nl}}. \quad (7.159)$$

Die partielle Differentialgleichung (7.157) formuliert mathematisch, daß die Amplituden- und Phasenänderungen der zeitabhängigen komplexen Feldamplitude  $A(z + \Delta z)$  physikalisch aus dem gleichzeitigen Wirken von chromatischer Dispersion und faseroptischer Nichtlinearität auf dem Streckenelement  $\Delta z$  resultieren.



Allgemein gilt, daß dieses *simultane* Wirken beider Kräfte weder mit numerischen noch mit analytischen Methoden exakt berechnet werden kann. Ausschließlich im Spezialfall der Solitonenaußbreitung können unter Ausnutzung der besonderen Stabilitätseigenschaften dieser Pulse analytische Ergebnisse mit Hilfe der sogenannten *Inversen Streumethode* (engl.: **Inverse-Scattering Method**) gewonnen werden [62]. Hierbei wird die bei Übertragung aufgebaute Pulsverformung als eine Streuung von Pulsenergie interpretiert. Berücksichtigt man, daß Solitonen im Gegensatz zu NRZ-Signalen im dämpfungsfreien Medium nicht verzerrt werden, so wird offensichtlich, daß man die Solitonenpulsform indirekt aus der Minimierung der Streustrahlung analytisch erhalten kann. Der Erfolg dieser Berechnungsmethode beruht folglich auf der Eigenschaft der (quasi-)dämpfungsfreien Glasfaser, sich für Solitonen voll optisch-transparent zu verhalten. Aufgrund der erheblichen mathematischen Komplexität der ISM und ihrem auf Solitonen begrenzten Anwendungsbereich, wollen wir die genauen Lösungsschritte im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht vertiefen.

Die Untersuchung des allgemeinen Falls der Pulspropagation in nichtlinearen, dispersiven Glasfasern bedingt folglich eine *sukzessive* Modellierung des dispersiven und des nichtlinearen Einflusses. Die Genauigkeit des Lösungsverfahrens ist mithin wesentlich durch die Güte der Nachbildung des eigentlichen gleichzeitigen Agierens beider Kräfte determiniert.

### 7.3.3.1 Numerisches Split-Step Verfahren

Üblicherweise wird zur Lösung der GSG das numerische *Split-Step-Verfahren* genutzt. Der Rechenformalismus kann wie folgt beschrieben werden [63]

$$A(z_0 + \Delta z) = \exp(\Delta z \cdot \hat{D}) \left[ \exp(\Delta z \cdot \hat{N}) A(z_0) \right]. \quad (7.160)$$

Demnach wird zur Bestimmung der Amplitude am Ort  $z_0 + \Delta z$  zunächst der Nichtlinearitätsoperator  $\hat{N}$  auf das Feld an der Stelle  $z_0$  angewendet. Hierbei wird die Abhängigkeit des Operators  $\hat{N}$  von der exakten zeitabhängigen Amplitude innerhalb des Intervalls  $\Delta z$  durch den Anfangswert ersetzt, so daß gilt

$$\hat{N} = -jK_0 n_{nl} (|A(z_0 + \xi, t)|^2) \approx -jk_0 n_{nl} (|A(z_0, t)|^2), \quad (7.161)$$

für  $\xi \in [z_0, z_0 + \Delta z]$ . Da  $\hat{N}$  rein imaginär ist, erfolgt in diesem ersten Schritt lediglich eine Beeinflussung der optischen Phase der langsam oszillierenden komplexen zeitabhängigen Amplitude  $A$ . Hierbei ist der am Zeitpunkt  $t = t_0$  aufgebaute nichtlineare Phasenversatz durch die Amplitude desselben Zeitpunktes  $A(z_0, t_0)$  determiniert, so daß ein zeitlich-dynamischer *nichtlinearer Chirp* aufgebaut wird.

In einem zweiten Schritt wird nun der lineare Dispersionsoperator  $\hat{D}$  auf das Ergebnis angewendet, d.h. dasselbe Fasersegment wird abermals, nun jedoch rein linear und mit einer nichtlinearen beeinflussten optischen Anfangsphase durchlaufen. Dadurch kommt es zu einer zeitlichen Veränderung des Betrags der komplexen Pulsamplitude. Während der nichtlinearen Chirp durch einfache Multiplikation der Anfangsamplitude  $A(z_0, t)$  mit dem Faktor  $\exp(\Delta z \hat{N})$  im Zeitbereich berechnet werden kann, steht bei der Bestimmung des Dispersionseinflusses der Zeitbereichsberechnung als Alternative die Bestimmung im Frequenzbereich gegenüber. Im Zeitbereich wäre eine Reihenentwicklung des Faktors  $\exp(\Delta z \hat{D})$  erforderlich, so daß neben den in Gleichung (7.158) auftretenden zweiten und dritten Ableitungen weitere Ableitungen auftreten. Üblicherweise wird daher bei der Simulation optischer Übertragungssysteme die Dispersion im Frequenzbereich berechnet, zumal in diesem Fall die einzelnen Ableitungen wie in den Gleichungen (7.148)-(7.150) angegeben im Frequenzbereich durch entsprechende Multiplikationen ersetzt werden können und die erforderlichen Übergänge zwischen beiden Bereichen mit Hilfe der Diskreten Fast-Fourier-Transformation (FFT) [64] auf heutigen Rechnern selbst bei einer Vielzahl von Zeitabstastwerten in angemessener Zeit bewältigt werden.

In Abbildung 7.3 ist die Lösungssystematik des Split-Step-Verfahrens nochmals veranschaulicht.

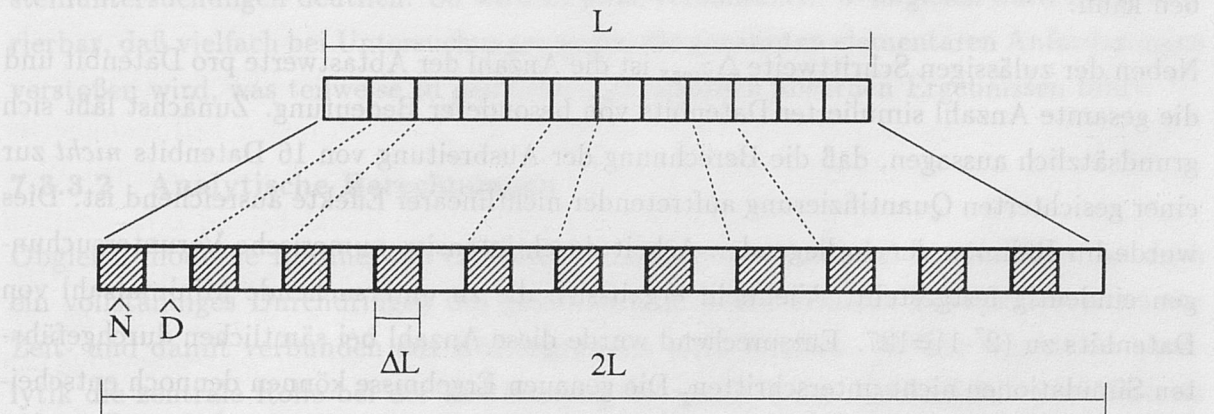


Abbildung 7.3: Numerisches Split-Step Verfahren

Mithin hängt die Genauigkeit der Split-Step-Berechnung entscheidend von der Wahl der Länge der rein nichtlinearen bzw. rein linearen Wegelemente ab. Für die praktische Systemmodellierung kann diese Länge jedoch nicht als charakteristischer Wert fest vorgegeben werden. Vielmehr muß durch Vorgabe eines maximalen nichtlinearen Phasenhubs  $\Delta\varphi_{nl}$ , mit

$$\Delta\varphi_{nl} := k_0 n_{nl} (\cdot |A(z_0, t)|^2) \cdot \Delta z, \quad (7.162)$$



sichergestellt werden, daß die Effizienz der Nichtlinearität eines Wegelements begrenzt bleibt, so daß es, bei gegebener Dispersion, innerhalb der zweifachen Elementlänge  $2\Delta z$  lediglich zu einer geringfügigen Verformung der Pulshüllkurve  $A$  kommt. Aus Gleichung (7.162) wird ersichtlich, daß der spezifische Grenzwert  $\Delta\varphi_{nl,max}$  von der Feldstärke und damit von der eingespeisten optischen Leistung abhängig ist. Insbesondere bedingt eine Erhöhung der Leistungspegel eine entsprechende Reduktion der Schrittweite  $\Delta z$ . Eine Nichtbeachtung dieser oberen Grenze des zulässigen Phasenhubs führt häufig zu arbiträren, nicht reproduzierbaren Ergebnissen, die im Extremfall dem Energieerhaltungssatz widersprechen. Als eine Möglichkeit zur Verifikation der Genauigkeit bietet sich daher nach einer gewissen Anzahl vollzogener Einzelschritte die zeitliche Integration der Pulsleistung an. Allgemeingültig liefert jedoch eine maximale Phasenbegrenzung von  $\Delta\varphi_{max} = 0.001 \text{ rad} \dots 0.005 \text{ rad}$  stets reproduzierbare Ergebnisse. Die resultierenden Schrittweiten liegen dann im Bereich von  $\Delta z = 50 \text{ m} \dots 2 \text{ km}$ . Mithin sind bei einem Transpazifiksystem im Extremfall 180 000 Schritte zu berechnen, was verdeutlicht, wie zeitintensiv numerische Untersuchungen sind. Die Rechenzeit läßt sich jedoch erheblich verkürzen, falls neben der maximalen Phasendrehung eines Schritts eine adaptive Wahl der Schrittweite  $\Delta z$  während des Simulationslaufs aus den bereits gewonnenen Ergebnissen vollzogen wird, da sich durch die Pulsverformungen sowohl eine mit fortschreitender Länge drastisch verkürzende, ebenso jedoch auch eine erheblich zunehmende zulässige Schrittweite ergeben kann.

Neben der zulässigen Schrittweite  $\Delta z_{max}$  ist die Anzahl der Abtastwerte pro Datenbit und die gesamte Anzahl simulierter Datenbits von besonderer Bedeutung. Zunächst läßt sich grundsätzlich aussagen, daß die Berechnung der Ausbreitung von 16 Datenbits *nicht* zur einer gesicherten Quantifizierung auftretender nichtlinearer Effekte ausreichend ist. Dies wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit durch intensive numerische Voruntersuchungen eindeutig festgestellt. Vielmehr ergab sich die zu untersuchende Minimalzahl von Datenbits zu  $(2^7-1)=127$ . Entsprechend wurde diese Anzahl bei sämtlichen durchgeführten Simulationen nicht unterschritten. Die genauen Ergebnisse können dennoch entscheidend durch die Festsetzung der Abtastwerte pro Datenbit beeinflußt werden. Zunächst muß darauf geachtet werden, daß das numerisch auflösbare Frequenzfenster ausreichend weit ist, um eine Rückfaltung an der numerischen Frequenzgrenze eventuell durch nichtlineare Prozesse entstandener Spektralkomponenten in das eigentliche Signalspektrum zu vermeiden. Für die diskrete Fast-Fourier-Transformation ergibt sich die obere Frequenzschränke  $f_{max}$  aus dem Reziproken des Zeitinkrements  $\Delta t$  und nach dem Shannon'schen Abtasttheorem zu

$$\pm f_{max} = \pm \frac{1}{2\Delta t} = \pm \frac{\text{Bitrate} \cdot \text{Abtastwerte}}{2 \cdot \text{Anzahl simulierter Bits}}, \quad (7.163)$$

womit deutlich wird, daß die Forderung einer hohen Anzahl simulierter Bits eine entsprechende Erhöhung der Abtastwerte impliziert. Im besonderen bestimmt dieser Zusammenhang die Grenze der numerischen Kapazitätsgrenze. So bedingt die Untersuchung eines 10 Kanal-WDM-Systems mit einem Kanalabstand von 1 nm unter Berücksichtigung nichtlinearer Störprozesse beispielsweise mindestens die Betrachtung eines 15 nm weiten Frequenzfensters. Dies erfordert jedoch entsprechend bei einer Wortlänge von 127 Bits eine minimale Anzahl von Abtastwerten in Höhe von  $2^{15}$ -Punkten bei  $B = 10$  Gbit/s.

Eine weitere Forderung läßt sich aus Zeitbereichsbetrachtungen erkennen. So kann es beispielsweise aufgrund der bereits erwähnten Modulationsinstabilität bei NRZ-Signalen zu einer erheblichen Anhebung der Spitzenleistung der Flanken von Signalpulsen, insbesondere innerhalb eines kurzen Zeitschlitzes kommen. Bei nur unzureichender Anzahl von Abtastwerten pro Datenbit werden diese Leistungsspitzen nicht genau erfaßt, im Extremfall sogar während eines Simulationsgangs verloren. Mithin wird auch die den kurzen Leistungsspitzen assoziierbare Aufweitung des Signalspektrums nicht richtig erfaßt. Die Anzahl erforderlicher Abtastpunkte pro Bit steigt verständlicherweise bei einer Abnahme der Datenrate  $B$ . Daher sind prinzipiell Simulationen im Bereich von  $B = 155$  Mbit/s... 622 Mbit/s besonders kritisch zu hinterfragen.

Aus diesen Abschätzungen wird der immense (Zeit-)Aufwand akkurater numerischer Systemuntersuchungen deutlich. So wird es zwar verständlich, wenngleich auch nicht tolerierbar, daß vielfach bei Untersuchungen gegen die genannten elementaren Anforderungen verstoßen wird, was teilweise zu peinlichen, physikalisch absurden Ergebnissen führt.<sup>9</sup>

### 7.3.3.2 Analytische Berechnungen

Ogleich moderne Rechner ein erhebliches numerisches Potential bereitstellen, ist doch ein vollständiges Durchdringen des gesamten multidimensionalen Parameterraumes aus Zeit- und damit verbunden aus Kostengründen nicht möglich. Mithin kommt der Analytik die zentrale Rolle bei der Bestimmung der qualitativen Abhängigkeit nichtlinearer Einzeleffekte von Systemparametern zu. Erst durch analytische Ergebnisse wird ein tieferes, prinzipielles Verständnis des nichtlinearen Übertragungsweges geschaffen, mit Hilfe dessen der für eine spezifische Übertragung geeignete Parameterraum erheblich eingeschränkt werden kann. In diesem reduzierten Raum kann dann mit Hilfe der numerischen Split-Step-Berechnung das reale Übertragungsverhalten exakt bestimmt werden und so das Systemdesign optimiert werden.

Im Gegensatz zur numerischen Lösung besteht bei der analytischen Berechnung nicht

---

<sup>9</sup>Es sei dem Autor verziehen, an dieser Stelle keines der zahlreichen ihm bekannten Beispiele anzuführen.



die Möglichkeit der Annäherung des simultanen Wirkens von Dispersion und faseroptischer Nichtlinearität durch Kaskadierung einer Vielzahl von Einzelsegmenten. Die besondere Herausforderung analytischer Betrachtungen faseroptischer Nichtlinearitäten besteht demnach in der geschickten Bestimmung einer geeigneten einfachen Ersatzkonfiguration der realen Glasfaser. Es ist unmittelbar verständlich, daß derartige simplifizierte Modelle nicht bis hin zu hohen Pulsverzerrungen korrekte Ergebnisse liefern können. Dies ist jedoch auch nicht erforderlich, da als Grenzwert ohnehin ein Penalty von 1 dB verwendet wird und dies lediglich einer Reduktion des Auges um etwa 26% entspricht. Während sich das Problem der Modellentwicklung bei der Stimulierten-Raman-Streuung durch den nur begrenzten Einfluß der Dispersion von selbst löst und bei der Bestimmung der Vier-Photonen-Mischung eine gute Modellierung relativ einfach im Frequenzbereich vorgenommen werden kann, wurde in der bestehenden Literatur die Herausforderung geschickter Modellierung bei der Berechnung der Selbst- und Kreuzphasenmodulation (SPM und XPM) üblicherweise durch eine Vernachlässigung des dispersiven Einflusses auf die Nichtlinearitäten abgelehnt (siehe beispielsweise [65], [66]). Hierbei wurde fast ausnahmslos die Vernachlässigung der Dispersion *nicht explizit* erwähnt. Im Falle der Kreuzphasenmodulation wurden damit dem eigentlichen Begreifen des Effekts der Weg versperrt. Die so erhaltenen fehlerhaften Schlußfolgerungen hinsichtlich elementarer Abhängigkeiten der Nichtlinearitäten von Systemparametern werden leider auch noch heute als Grundlage von Fachveröffentlichung zur Auswertung faseroptischer Systeme herangezogen. So muß im besonderen bei der Kreuzphasenmodulation beachtet werden, daß die im Rahmen der in Kapitel 7.2 durchgeführten monochromatischen Analyse gefundene Eigenschaft der Eigenphasenanpassung (engl.: Self-Phase Matching) der XPM im realen Fall modulierter Träger nicht zutreffend bleibt, falls die Dispersion einen von Null verschiedenen Wert aufweist. Vielmehr ergibt sich dann eine mit zunehmendem Kanalabstand  $\Delta f_{ch}$  deutlich abnehmende XPM, die bereits ab Kanalabständen von etwa 1 nm ( $\approx 125$  GHz) gegenüber der Selbstphasenmodulation der WDM-Kanäle vernachlässigbar wird.<sup>10</sup> Mithin ist der Leser angeraten, bei analytischen Untersuchungen im besonderen auf die Behandlung des Einflusses der chromatischen Dispersion zu achten.

In der vorliegenden Zusammenfassung wird im folgenden eine zur analytischen Beschreibung der Selbstphasenmodulation (SPM) geeignete mathematische Ersatzkonfiguration der nichtlinearen, dispersiven Glasfaser abgeleitet und genutzt, um das analytische Bitrate-Länge-Produkt zur Abschätzung des Störeinflusses der SPM in dispersiven optischen Systemen für arbiträre Pulsformen herzuleiten. Das ermittelte Produkt ist in ausgezeichneter Übereinstimmung mit dem Ergebnis numerischer Untersuchungen.

---

<sup>10</sup>siehe Ergebnisse in Kapitel 13

## Kapitel 8

# Charakteristische Größen der Nichtlinearitäten

## 8.1 Einführung des Nichtlinearitätskoeffizienten

In der nichtlinearen generalisierten Schrödingergleichung (7.154) ist der nichtlineare Quellterm durch das Produkt von nichtlinearer Brechzahl  $n_{\text{nl}}$  und Intensität der langsam oszillierenden Feldamplitude  $A$  gegeben. Obgleich das Überschreiten eines Grenzwerts der Leistungsdichte (=Intensität) im Medium das Auftreten nichtlinearer Wechselwirkungen zwischen Feld und Materie herbeiführt, wird üblicherweise bei Systembetrachtungen die optische Leistung  $P$  spezifiziert. Die in der Glasfaser propagierende Leistung kann durch Integration der Intensität über den gesamten Faserquerschnitt wie folgt berechnet werden

$$P(z, t) = \frac{1}{2Z_f} \iint [|A(z, t)|^2 |F(x, y)|^2] dx dy, \quad (8.1)$$

wobei  $Z_f$  der Feldwellenwiderstand des Mediums ist, der sich wie folgt aus dem Widerstand des Vakuums  $Z_{f,0}$  berechnet

$$Z_f := \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0 \epsilon_0}} = \frac{1}{n_{\text{lin}}} \cdot \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = \frac{Z_{f,0}}{n_{\text{lin}}}. \quad (8.2)$$

Hierbei haben wir angenommen, daß die nichtlineare Brechzahl nur unwesentlich den Widerstandswert beeinflußt. Diese Annahme ist konsistent mit der in Kapitel 7.3.2 ausgenutzten Näherung unveränderter Ausbreitungskonstanten  $\beta_i$ . Da die transversale Abhängigkeit der Feldamplitude  $A$  bereits in der Modenverteilungsfunktion  $F$  berücksichtigt wurde, kann (8.1) wie folgt umgeschrieben werden

$$P(z, t) = \frac{1}{2Z_f} |A(z, t)|^2 \iint |F(x, y)|^2 dx dy, \quad (8.3)$$

woraus folgt

$$|A(z, t)|^2 = \frac{2Z_f P(z, t)}{\iint |F(x, y)|^2 dx dy}. \quad (8.4)$$

Mit Gleichung (7.152) erhalten wir daraus



$$k_0 n_{\text{nl}} = k_0 \frac{3}{8} \cdot \frac{Z_{f,0}}{n_{\text{lin}}^2} \cdot X_{\text{re}}^{(3)} \frac{\iint |F(x, y)|^4 dx dy}{\left[ \iint |F(x, y)|^2 dx dy \right]^2} \cdot P(z, t) := \gamma P(z, t). \quad (8.5)$$

Mithin können wir den nichtlinearen Quellterm bezüglich der optischen Leistung formulieren, wobei an die Stelle der nichtlinearen Brechzahl  $n_{\text{nl}}$  der *Nichtlinearitätskoeffizient*  $\gamma$  tritt, der wie folgt definiert ist

$$\gamma := \frac{3k_0}{4} \cdot \frac{Z_{f,0}}{n_{\text{lin}}^2} \cdot X_{\text{re}}^{(3)} \cdot \frac{1}{A_{\text{eff}}}, \quad (8.6)$$

mit der *effektiven Fläche*  $A_{\text{eff}}$

$$A_{\text{eff}} := \frac{\iint |F(x, y)|^4 dx dy}{\left[ \iint |F(x, y)|^2 dx dy \right]^2}. \quad (8.7)$$

Aus Streumessungen an Absorptions- und Emissionszentren der Glasfaser kann die parametrische nichtlineare Suszeptibilität  $X_{\text{re}}^{(3)}$  zu

$$X_{\text{re}}^{(3)} \approx 4 \dots 10 \cdot 10^{-23} \left( \left[ \frac{\text{m}}{\text{V}} \right]^2 \right) \quad (8.8)$$

bestimmt werden [67], woraus sich mit

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{1550 \text{ nm}} \quad (8.9)$$

der Nichtlinearitätskoeffizient zu

$$\gamma \approx 1.31 \cdot \frac{80 \text{ } \mu\text{m}^2}{A_{\text{eff}} \text{ } \mu\text{m}^2} \left( \frac{1}{\text{W} \cdot \text{km}} \right) \quad (8.10)$$

ergibt. Die nichtlineare generalisierte Schrödingergleichung nach (7.154) kann dann in nachstehender Form geschrieben werden

$$\frac{\partial A}{\partial z} - j \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} - \frac{\alpha}{2} A = -j \gamma P(z, t) A. \quad (8.11)$$

Ogleich  $\gamma$  indirekt aus Messungen der nichtlinearen Suszeptibilität ermittelt werden kann, besteht alternativ die Möglichkeit einer direkte Messung des Nichtlinearitätskoeffizienten. Im Fall der parametrischen Effekte kann dies prinzipiell analog zu der in Kapitel 5.3 beschriebenen Dispersionsmessung durchgeführt werden. Hierbei wird ausgenutzt, daß die Selbstphasenmodulation in einem kurzen quasi-dispersions- und dämpfungs-freien Fasersegment bei einem monochromatischen Kanal der optischen Leistung  $P_p$





## 8.2 Effektive Fläche

### 8.2.1 Bestimmung der effektiven Fläche

#### 8.2.1.1 Analytische Berechnung

In Gleichung (8.7) ist  $A_{\text{eff}}$  in kartesischen Koordinaten definiert. Unter Berücksichtigung der Radialsymmetrie der Glasfaser ist jedoch eine Berechnung in Zylinderkoordinaten einfacher. Aufgrund der Unabhängigkeit der normierten Modenverteilungsfunktion  $F(r)$  vom Azimutalwinkel  $\phi$  kann man  $A_{\text{eff}}$  dann wie folgt formulieren

$$A_{\text{eff}} := \frac{\left[ \int_0^{R_f} \int_0^{2\pi} |F|^2(r) \cdot r \, dr d\phi \right]^2}{\int_0^{R_f} \int_0^{2\pi} |F|^4(r) \cdot r \, dr d\phi} = \frac{\left[ 2\pi \int_0^{+\infty} |F|^2(r) \cdot r \, dr \right]^2}{\pi \int_0^{+\infty} |F|^4(r) \cdot r \, dr}, \quad (8.13)$$

wobei  $r$  die Radialkoordinate und  $r_c$  den Faserkernradius bezeichnen. Nun kann der Radialverlauf der Modenintensität und entsprechend auch der Verlauf der Modenfeldverteilung einer Einmodenfaser in sehr guter Näherung durch ein Gaußprofil beschrieben werden [68]. Mathematisch ergibt sich dann folgende Verteilungsfunktion

$$F(r) = \psi_0 \cdot \exp \left\{ - \left( \frac{r}{w_0} \right)^2 \right\}. \quad (8.14)$$

Hierin bezeichnet  $\psi_0$  die Feldamplitude bei  $r = 0$  und  $w_0$  den  $1/e$ -Feldradius des an die reale Verteilung angepaßten Gaußprofils, den man auch als *Fleckradius* bezeichnet. Nach [34] gilt

$$\int_0^{+\infty} \exp(-a \cdot r^2) \, dr = \frac{1}{2a}. \quad (8.15)$$

Da die Feldverteilung *exponentiell* zum Faserrand hin abklingt, können die Integrale über den gesamten Raum erweitert werden, so daß mit Gleichung (8.14) und (8.15) folgt

$$\int_0^{R_f} |F(r)|^2 \, dr = \int_0^{+\infty} \exp \left( - \frac{2}{\omega_0^2} \cdot r^2 \right) \, dr = \frac{1}{2 \cdot \left( \frac{2}{\omega_0^2} \right)} = \frac{\omega_0^2}{4} \quad (8.16)$$

$$\int_0^{R_f} |F(r)|^4 \, dr = \int_0^{+\infty} \exp \left( - \frac{4}{\omega_0^2} \cdot r^2 \right) \, dr = \frac{1}{2 \cdot \left( \frac{4}{\omega_0^2} \right)} = \frac{\omega_0^2}{8}. \quad (8.17)$$

Einsetzen in Gleichung (8.13) ergibt für die effektive Fläche

$$A_{\text{eff}} = \pi \omega_0^2. \quad (8.18)$$

In der Literatur findet man stellenweise die Wechselwirkungsfläche als  $A_{\text{eff}} = 2\pi \omega_0^2$  definiert [69]. Das liegt daran, daß historisch alle Größen, so auch der Fleckradius  $w_0$ , bezüglich der Intensität definiert wurden, während heutzutage üblicherweise die Parameter auf das Feld bezogen werden. Da die Fleckradien des Feldes  $w_{0,f}$  und der Intensität  $w_{0,i}$  für das Gaußprofil gemäß

$$w_{0,i}^2 = w_{0,f}^2/2 \quad (8.19)$$

ineinander überführt werden können, sind beide Formulierungen äquivalent. Im folgenden beziehen sich, falls nicht explizit anders vermerkt, alle Angaben auf das Feld.

Nach [70] gilt für die Fleckweite und den Kernradius  $r_c$  für einen Faserparameter  $V > 1.2$  für die Stufenprofilfaser die Beziehung

$$\frac{w_0}{a} \approx 0.65 + \frac{1.619}{V^{3/2}} + \frac{2.879}{V^6}, \quad (8.20)$$

Mit Hilfe der Definitionsgleichung (5.12) kann daraus die effektive Fläche näherungsweise bestimmt werden. Wie aus Gleichung (7.152) ersichtlich, ist  $A_{\text{eff}}$  entscheidend durch die Wahl des Kerndurchmessers  $2r_c$  der verwendeten Glasfaser beeinflussbar. Hierbei gilt, daß eine Verringerung des Kerndurchmessers ebenfalls zu einer Reduktion der effektiven Fläche führt, da die optische Leistung dann stärker im Faserkern konzentriert, so daß es zu höheren nichtlinearen Störungen kommt. Diese manifestieren sich in einer entsprechenden Reduktion der zulässigen oberen Leistungspegel.

### 8.2.1.2 Numerische Ermittlung

Für höchste Genauigkeit muß die effektive Fläche  $A_{\text{eff}}$  jedoch aus dem Verlauf der Modenverteilungsfunktion  $F(r)$  nach Gleichung (8.13) durch Integration ermittelt werden. Hierbei kann  $F(r)$  mit Hilfe des in Abbildung 8.1 veranschaulichten *Nahfeldverfahrens* gemessen werden.

Hierzu wird die Grundwelle der untersuchten Glasfaser durch Einstrahlen eines unmodulierten optischen Signals zum Energietransport angeregt. Ausgangsseitig erfolgt durch eine optische Linsenanordnung eine vergrößernde Projektion des Nahfelds der austretenden Strahlung auf eine Ebene. Transversal durch den so entstandenen optischen Fleck wird nun eine Photodiode zur Messung der lokalen optischen Lichtleistung gefahren. Um eine hohe Ortsauflösung zu erreichen, ist der Photodiode eine Lochblende vorgeschaltet.



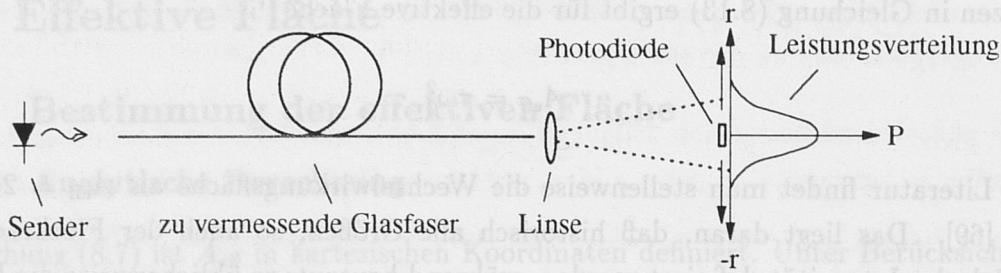


Abbildung 8.1: Nahfeldverfahren zur meßtechnischen Bestimmung der effektiven Fläche

Die so gemessene Funktion ist die auf die Leistung bezogene Modenverteilung  $|F(r)|^2$  der Grundwelle in der untersuchten Glasfaser. Durch numerische Integration der gewonnenen Werte erhalten wir mit Gleichung (8.13) den gesuchten Wert für  $A_{\text{eff}}$ .

Schließlich sei der Vollständigkeit halber noch eine weitere Meßmethode der effektiven Fläche erwähnt. Berücksichtigt man, daß die nichtlineare Suszeptibilität  $X^{(3)}$  ein Materialparameter ist und zwischen unterschiedlichen Glasfasern kaum schwankt, so kann  $A_{\text{eff}}$  auch mit Hilfe der Gleichungen (8.6) und (8.12) aus Messungen bestimmt werden. So ergibt sich durch Substitution und Freistellen die Berechnungsvorschrift

$$A_{\text{eff}} = \frac{3k_0}{4} \frac{Z_{f,0}}{n_{\text{lin}}^2} \frac{X_{\text{re}}^{(3)}}{A_{\text{eff}}} \cdot \frac{1}{\Delta\varphi_{\text{nl}}}. \quad (8.21)$$

### 8.2.2 Bedeutung für das Design moderner Lichtwellenleiter

Nahezu sämtliche weltweit verlegte Lichtwellenleiter sind Standardglasfasern, deren Dispersionsminimum, wie in Kapitel 5 ausführlich erläutert, bei einer Wellenlänge von  $\lambda \approx 1.3 \mu\text{m}$  liegt. Im genutzten optischen Übertragungsbereich um  $\lambda \approx 1.55 \mu\text{m}$  ergibt sich dann eine Dispersion im Bereich von  $D_\lambda \approx 15 \dots 20$  (ps/km·nm). Der Kerndurchmesser solcher Fasern beträgt ungefähr  $2r_{\text{c,st}} \approx 10 \mu\text{m}$ . Mithin erhalten wir für typische Brechzahlssprünge im Promillebereich eine effektive Fläche von ungefähr  $A_{\text{eff,st}} \approx 80 \mu\text{m}^2$ . Dieser Wert wird in der vorliegenden Arbeit bei allen Betrachtungen von Standardfasern für die effektive Fläche verwendet.

Zur Überwindung der linearen Dispersionsgrenzen ist es jedoch möglich, dispersionsverschobene DS-Fasern zu verwenden.<sup>1</sup> Der Einsatz dieser Fasern wurde in der bestehenden Literatur und auch bei Konferenzen auf dem Gebiet der optischen Nachrichtentechnik in den vergangenen Jahren sehr stark als Grundlage zukünftiger Systeme höchster Kapazität empfohlen. Als Reaktion darauf wurden in jüngster Zeit zunehmend DS-Fasern

<sup>1</sup>siehe Kapitel 5.1.2.3

installiert [71]. Das eigentliche Verschieben des Dispersionsminimums von  $\lambda \approx 1.3 \mu\text{m}$  zu Wellenlängen im Bereich von  $\lambda \approx 1.55 \mu\text{m}$  erfolgt hierbei durch eine Anhebung der Wellenleiterdispersion, so daß die Auslöschung von Material- und Wellenleiterdispersion erst bei größeren Wellenlängen erfolgt. Wie aus Abbildung 5.6 ersichtlich, erreicht man eine Anhebung der Wellenleiterdispersion im monomodalen Bereich durch eine Reduktion des Faserparameters  $V$ . Prinzipiell könnte dies durch eine Herabsetzung der Brechzahl-differenz zwischen Kern- und Mantelmaterial erreicht werden. Praktisch gesehen jedoch liegt diese Differenz  $\Delta n_{\text{lin}}$  bei den verwendeten schwach führenden Glasfasern ohnehin nur im Promillebereich, so daß eine weitere Verringerung die Wellenführungseigenschaften erheblich verschlechtern würde. Alternativ hierzu besteht jedoch nach Gleichung (5.12) die Möglichkeit, den Kernradius  $r_c$  zu verringern und so auch  $V$  zu reduzieren. Dadurch breitet sich zwar das Feld ebenfalls weiter in den Mantelbereich aus; im Kernzentrum besteht jedoch weiterhin eine gute Führung des energetischen Maximums der gaußförmigen Grundwelle.

Messungen kommerziell erhältlicher dispersionsverschobener Fasern unterschiedlicher Hersteller zeigten eine weite Streuung der Kernradien und folglich der effektiven Flächen. So ergab sich für letztere ein Schwankungsbereich von  $A_{\text{eff}} \approx 25 \mu\text{m}^2 \dots 55 \mu\text{m}^2$  [72]. Die genauen Werte sind verständlicherweise nicht völlig frei wähl- und realisierbar. Vielmehr sind die relevanten Faserparameter und -charakteristika (Dämpfungskonstante, Dispersion erster und zweiter Ordnung, Polarisationsempfindlichkeit, Krümmungsempfindlichkeit) miteinander verkoppelt und müssen gemeinsam nach Maßgabe der Zielspezifikation optimiert werden. Diese Optimierung darf jedoch nicht ausschließlich nach linearen Kriterien erfolgen. So zeigt Gleichung (8.10), daß der nichtlineare charakteristische Koeffizient  $\gamma$  und folglich auch der resultierende Schwellenwert der optischen Leistung *linear* von der Größe der effektiven Fläche abhängt und bei Verringerung dieser Fläche entsprechend abnimmt. Obgleich diese Abhängigkeit physikalisch völlig offensichtlich ist, da ja die Leistungsdichten für die Nichtlinearitäten relevant sind, belegen doch die Messungen praktischer Glasfasern, daß dieser Tatsache in der Praxis vielfach nur wenig Bedeutung beigemessen wird.

Um die Auswirkungen auf die Performance von Systemen zu veranschaulichen, seien zwei Beispiele angeführt. Nehmen wir an, es sei unser Ziel, eine Übertragung ohne Zwischenverstärker aufzubauen. Bei Verwendung einer Glasfaser mit  $A_{\text{eff}} = 25 \mu\text{m}^2$  sei bei einer eingestrahlten mittleren optischen Leistung von  $P_{\text{ave}} = 10 \text{ mW}$  die Brillouin-Grenze erreicht. Die weitere Erhöhung der Sendeleistung führt dann lediglich zu einem Anstieg der Wechselwirkungshäufigkeit der Photonen des Sendekanals mit den akustischen Phononen des Mediums. Wie später deutlich wird, impliziert dies eine ansteigende Rückstreuung des imittierten Lichtes, so daß die Empfangsleistung ab Erreichen des Schwellenwerts nicht



mehr zunimmt. Bei Verwendung einer Glasfaser mit  $A_{\text{eff}} = 50 \mu\text{m}^2$  kann die maximale Eingangsleistung jedoch um 3 dB erhöht werden. Für eine angenommene Dämpfungskonstante von  $\alpha = 0.2 \text{ dB/km}$  in beiden Fasern, bedeutet dies eine Erhöhung der maximalen Länge um 15 km. Eine Überwindung dieser Grenzen ist nur durch besondere senderseitige Maßnahmen möglich. Als weiteres, eindrucksvolleres Beispiel sei eine Weitverkehrsverbindung betrachtet, bei welcher ein Datensignal über 7000 km transportiert werden soll. In einem intensitätsmodulierten Einkanalssystem wird durch die nichtlineare Selbstphasenmodulation eine Verbreiterung des optischen Signalspektrums herbeigeführt. Da die auftretende dispersive Verzerrung von der Breite des propagierenden Spektrums abhängig ist, wird durch das Zusammenspiel von parametrischer Nichtlinearität und chromatischer Dispersion die kritische Pulsverzerrung bereits bei kürzeren Streckenlängen erreicht. Im besonderen wird in Kapitel 9.4.2 gezeigt, daß das realisierbare Bitrate-Länge-Produkt in diesem Fall zur Wurzel der effektiven Fläche proportional ist. Beträgt die maximale Länge bei Verwendung einer Faser mit  $A_{\text{eff}} = 25 \mu\text{m}^2$  etwa 5000 km, so kann durch Nutzung einer Faser mit  $A_{\text{eff}} = 50 \mu\text{m}^2$  demnach die geforderte Distanz von 7000 km erreicht werden. Wesentlich ist hierbei, daß zur Erfüllung der Zielvorgabe keine Reduktion der optischen Signalleistung notwendig wäre, die das lineare Signal-Rauschverhältnis degradieren könnte.

### 8.3 Effektive Länge

Bislang haben wir bei der Berechnung des nichtlinearen parametrischen Phasenhubs  $\Delta\varphi_{\text{nl}}$  den Einfluß der linearen Glasfaserdämpfung  $\alpha$  vernachlässigt und entsprechend einen ortsinvarianten zeitlichen Signalverlauf  $P(z, t) = P(0, t)$  angesetzt. Im allgemeinen darf diese Leistungsschwächung in Systemen jedoch nicht unberücksichtigt bleiben. Bei Vernachlässigung der Dispersion erhalten wir aus der generalisierten nichtlinearen Schrödingergleichung (8.11) nachstehende Wellengleichung

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} - \frac{\alpha}{2} A(z, t) = -j\gamma P(z, t) A(z, t), \quad (8.22)$$

deren Lösung wie folgt formuliert werden kann

$$A(L, t) = \exp \left( -\frac{\alpha}{2} L + j\gamma \int_0^L P(z, t) dz \right) \cdot A(0, t). \quad (8.23)$$

Betrachten wir zunächst eine gedämpfte Faserstrecke *ohne Zwischenverstärker*. Es gilt dann

$$P(z, t) = P(0, t) \cdot \exp \{-\alpha z\} \quad (8.24)$$

und folglich

$$\int_0^L P(z, t) dz = P(0, t) \int_0^L \exp \{-\alpha z\} dz \quad (8.25)$$

$$= P(0, t) \cdot \frac{1 - \exp(-\alpha L)}{\alpha}. \quad (8.26)$$

Da die Dämpfungskonstante die Einheit  $[\alpha] = (1/\text{km})$  hat, kann der zweite Faktor in Gleichung (8.27) als eine *effektive Länge*  $L_{\text{eff}}$  interpretiert werden. Mit

$$L_{\text{eff}} := \frac{1 - \exp(-\alpha L)}{\alpha} \quad (8.27)$$

erhalten wir den zeitabhängigen nichtlinearen Phasenhub in unverstärkten, nichtdispersiven, dämpfungsbehafteten Glasfasern zu

$$\Delta\varphi_{\text{nl}} = \gamma P(0, t) L_{\text{eff}}. \quad (8.28)$$

Ein Vergleich mit dem Ausdruck (8.12) der dämpfungsfreien Glasfaser zeigt, daß an die Stelle der tatsächlich durchlaufenen Distanz  $L$  im bedämpften Fall die effektive Länge  $L_{\text{eff}}$  tritt. Wir können demnach den realen Leistungsverlauf in der dämpfungsbehafteten Glasfaser für die nichtlinearen Betrachtungen im dispersionsfreien Fall durch eine äquivalente mathematische Ersatzkonfiguration substituieren, bei der die optische Signalleistung bis zu einer Länge von  $z = L_{\text{eff}}$  den Wert  $P(z, t) = P(0, t)$  aufweist und anschließend Null ist (siehe Abbildung 8.2). Der Verlauf von  $L_{\text{eff}}$  als Funktion der realen, physikalischen Übertragungslänge  $L$  ist in Abbildung 8.3 aufgetragen.

Wie ersichtlich, sind beide Größen bei geringen Distanzen bis etwa 10 km näherungsweise identisch. Dies ergibt sich auch unmittelbar durch Näherung der Exponentialfunktion für kleine Argumente in Gleichung (8.27)

$$L_{\text{eff}}|_{\alpha L < 0.5} = \frac{1 - \exp(-\alpha L)}{\alpha} \approx \frac{1 - [1 - (\alpha L)]}{\alpha} = L. \quad (8.29)$$

Die weitere Erhöhung der Streckenlänge über 10 km hinaus führt jedoch nicht zu einem weiteren linearen Anstieg von  $L_{\text{eff}}$ . Vielmehr nähert sich die effektive Länge asymptotisch einem Sättigungswert  $L_{\text{sat}}$  an, der aus Gleichung (8.27) zu

$$L_{\text{sat}} := \frac{1}{\alpha} \quad (8.30)$$



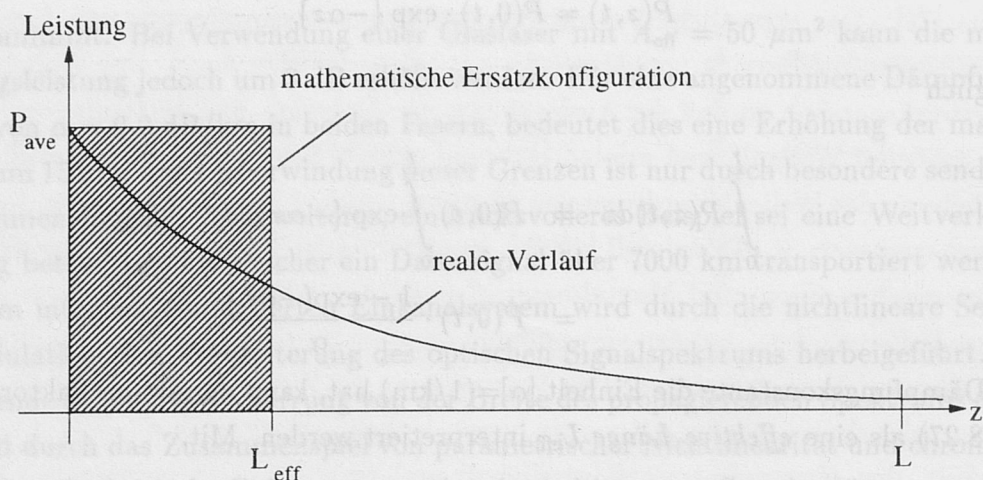


Abbildung 8.2: Mathematische Ersatzkonfiguration der nichtlinearen, nichtdispersiven, dämpfungsbehafteten Glasfaser

bestimmt werden kann, da der Exponentialterm für große Argumente zu Null strebt. In obiger Gleichung ist  $\alpha$  in  $[1/\text{km}]$  einzusetzen. Mit Gleichung (8.30) ergibt sich für eine Dämpfung von  $\alpha = 0.2 \text{ dB/km}$  ( $= 0.046 \text{ 1/km}$ ) die Sättigungslänge zu

$$L_{sat} \approx \frac{1}{0.046} \approx 21.74 \text{ km.} \quad (8.31)$$

Daraus können schließen, daß die Dämpfung der Glasfaser bei invarianter Eingangsleistung zu einer verringerten nichtlinearen Wechselwirkungslänge und damit auch zu einer Reduktion der nichtlinearen Systemstörung führt. Dies ist auch physikalisch sinnvoll, da es durch die lineare Faserdämpfung zu einer Leistungsschwächung des propagierenden Feldes kommt und folglich ab einer gewissen Länge die optische Leistung unter den nichtlinearen Schwellenwert sinkt. Mathematisch erhalten wir durch Einsetzen der Sättigungslänge  $L_{sat}$  nach (8.30) in Gleichung (8.24) den Ausdruck

$$\frac{P(L_{sat}, t)}{P(0, t)} = \exp\left(-\alpha \cdot \frac{1}{\alpha}\right) = e^{-1}. \quad (8.32)$$

Mithin ist die Leistung bei einer Distanz von  $z = L_{sat}$  auf  $(1/e)$  (ungefähr 37%) der ursprünglichen optischen Leistung abgesunken. In optischen Übertragungssystemen muß jedoch zum Ausgleich der Dämpfung die optische Eingangsleistung entsprechend exponentiell erhöht werden. Die Faserdämpfung führt demnach zwar zu einer Reduktion der effektiven Länge, gleichzeitig jedoch auch zu einer erheblichen Anhebung der erforderlichen Sendeleistung  $P(0, t)$ , so daß insgesamt betrachtet eine höhere Dämpfungskonstante zu einem schlechteren nichtlinearen Übertragungsverhalten führt. Zusätzlich zeigte sich

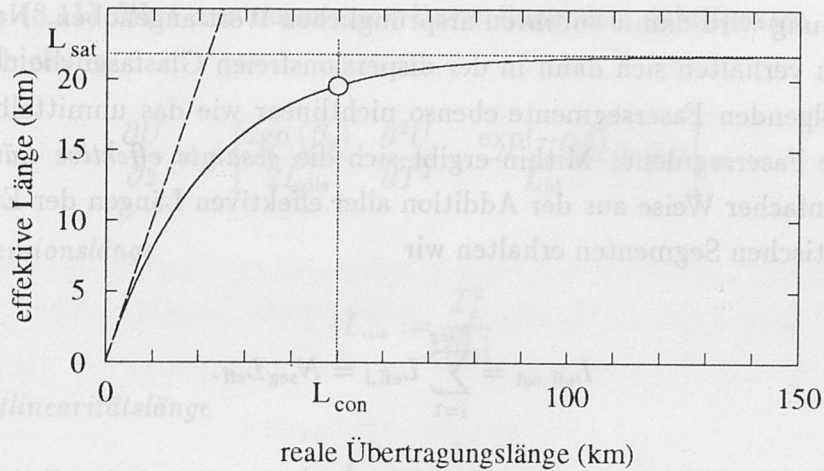


Abbildung 8.3: Verlauf der effektiven Länge als Funktion der realen Übertragungslänge (Parameter: Faserdämpfungskonstante  $\alpha=0.2$  dB/km)

auch bei der Untersuchung der Rauscheigenschaften von Verstärkern, daß eine Erhöhung des Gewinns ein stärkeres Rauschen zur Folge hat. Dies ist insbesondere von Bedeutung bei dem Einsatz von dispersionsverschobenen DS-Glasfasern, die kommerziell mit Dämpfungen im Bereich von  $\alpha_{ds} = 0.2 \dots 0.4$  dB/km erhältlich sind. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird jedoch für die Standard- und DS-Faser derselbe Dämpfungswert von  $\alpha = 0.2$  dB/km verwendet.

Bevor wir die Untersuchung auf zwischenverstärkte Systeme erweitern, sei an dieser Stelle noch auf eine häufige Fehlinterpretation eingegangen. Vielfach wird die mathematische Ersatzkonfiguration der effektiven Länge nach Abbildung 8.2 der tatsächlichen, physikalischen gleichgesetzt. Es wird dann fälschlicherweise gefolgert, lediglich die Länge  $L_{sat}$  sei im realen System nichtlinear, so daß die gesamte nichtlinear aktive Länge unverstärkter Systeme etwa 22 km beträgt. Im Gegensatz hierzu zeigt sich jedoch unmittelbar aus den Gleichung (8.27) und (8.28) bzw. Abbildung 8.3, daß eine Zunahme der nichtlinearen Störung auf etwa 90% des Sättigungswertes bis zu einer Übertragungslänge von  $z = L_{con}$  erfolgt, wobei gilt

$$L_{con} \approx 2 \dots 3 L_{sat}. \quad (8.33)$$

In der Tat bestätigen Simulationsergebnisse und Messungen, daß sich im unverstärkten System ein näherungsweise konstanter Signal-Rauschabstand je nach spezifischer Konfiguration erst nach ungefähr  $L_{con} \approx 50$  km ergibt.

Wir wollen nun den Fall *optisch-zwischenverstärkter* Übertragungssysteme betrachten. Hierzu nehmen wir an, daß im Abstand  $\Delta_{OA}$  platzierte optische Verstärker die zwischen zwei konsekutiven Verstärkern erfahrene Dämpfung  $\exp(-\alpha \Delta_{OA})$  wieder ausgleichen. Die



optische Leistung wird damit auf ihren ursprünglichen Wert angehoben. Nach den obigen Ausführungen verhalten sich dann in der dispersionsfreien Glasfaser die den Verstärkerstufen nachfolgenden Fasersegmente ebenso nichtlinear wie das unmittelbar am Sender liegende erste Fasersegment. Mithin ergibt sich die *gesamte effektive Länge*  $L_{\text{eff,tot}}$  des Systems in einfacher Weise aus der Addition aller effektiven Längen der Einzelsegmente. Bei  $N_{\text{seg}}$  identischen Segmenten erhalten wir

$$L_{\text{eff,tot}} = \sum_{i=1}^{N_{\text{seg}}} L_{\text{eff,i}} = N_{\text{seg}} L_{\text{eff}}. \quad (8.34)$$

Hierbei besteht zwischen der Segmentanzahl und der Anzahl optischer Zwischenverstärker der Zusammenhang  $N_{\text{seg}} - 1 = N_{\text{OA}}$ .

## 8.4 Dispersions- und Nichtlinearitätslänge

Grundsätzlich ergibt sich bei Systemuntersuchungen die Frage, ob tendenziell eher linear-dispersive oder vielmehr faseroptische nichtlineare Effekte die Kapazität einer spezifischen Konfiguration begrenzen. Obgleich detaillierte Aussagen eine numerische Split-Step-Simulation der betrachteten Anordnung bedingen, ist es zweckmäßig, vor der Durchführung derartiger zeitintensiver Studien zunächst eine grobe Abschätzung des *Linearitäts-* bzw. des *Nichtlinearitätsgrads* des untersuchten Systems vorzunehmen. Dadurch läßt sich grundsätzlich feststellen, ob überhaupt lineare und/oder nichtlineare Einflüsse im System auftreten. Die charakteristischen Kenngrößen dieser Abschätzung sind die sogenannte *Dispersionslänge*  $L_{\text{dis}}$  respektive die *Nichtlinearitätslänge*  $L_{\text{nl}}$ , die wir nun einführen wollen.

Ausgangspunkt bildet die generalisierte Schrödingergleichung (8.11), in der wir die Dispersion höherer Ordnung  $\beta_3$  vernachlässigen wollen. Zunächst führen wir die auf die Pulsdauer  $T_p$  normierte Zeit  $T$  und die *normierte, zeitlich langsam-oszillierende komplexe Feldamplitude*  $U(z, T)$  wie folgt ein

$$T := \frac{t - \frac{z}{v_{\text{gr}}}}{T_p} \quad (8.35)$$

$$U(z, T) := \frac{1}{\sqrt{P_p}} \cdot \exp\left(-\frac{\alpha}{2}z\right) \cdot A(z, T). \quad (8.36)$$

Hierin bezeichnet  $P_p$  den Spitzenwert der optischen Eingangsleistung am Ort  $z = 0$ . Der Maximalwert der Amplitude ergibt sich zu  $\text{Max}\{U(z = 0, T)\} = 1$ . Einsetzen von (8.36)

und (8.37) in (8.11) führt zur normierten Darstellung der nichtlinearen generalisierten Schrödingergleichung

$$\frac{\partial U}{\partial z} = j \left[ \frac{\text{sgn}(\beta_2)}{2L_{\text{dis}}} \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial T^2} - \frac{\exp(-\alpha z)}{L_{\text{nl}}} |U|^2 U \right], \quad (8.37)$$

mit der *Dispersionslänge*

$$L_{\text{dis}} := \frac{T_p^2}{|\beta_2|} \quad (8.38)$$

und der *Nichtlinearitätslänge*

$$L_{\text{nl}} := \frac{1}{\gamma P_p}. \quad (8.39)$$

In Gleichung (8.37) ergibt die Funktion  $\text{sgn}(x)$  das Vorzeichen von  $x$ . Im anomalen Dispersionsbereich liefert sie daher den Wert -1, wohingegen sie im normalen Dispersionsbereich den Wert +1 annimmt. Im folgenden wollen wir annehmen, daß der zeitliche Verlauf der eingespeisten Amplitude einen relativ sanften Anstieg an den Pulsanten aufweise, den wir mit  $U(0, T) \propto T^2$  beschreiben wollen. Für die zweite Ableitung nach der normierten Zeit folgt dann näherungsweise

$$\frac{\partial^2 U}{\partial T^2} \propto \frac{\partial}{\partial T} \left[ \frac{\partial T^2}{\partial T} \right] \propto \frac{\partial(2T)}{\partial T} = 2. \quad (8.40)$$

Durch Einsetzen in Gleichung (8.37) wird unmittelbar ersichtlich, daß das Verhältnis von  $L_{\text{dis}}$  zur realen Übertragungslänge  $L$  ein Maß des Dispersionseinflusses ist. Als kritische Grenze  $L_{\text{lim}}$  wollen wir ein Verhältnis von 1 annehmen. Mathematisch erhalten wir

$$\frac{L_{\text{dis}}}{L_{\text{lim}}} = 1 \iff \frac{T_p^2}{|\beta_2|} = L_{\text{lim}}. \quad (8.41)$$

Wir können nun ausnutzen, daß im optischen Übertragungssystem die Datenrate  $B$  zur Pulsweite  $T_p$  invers proportional ist. Der Proportionalitätsfaktor ist im allgemeinen jedoch von 1 verschieden, da es eine Abweichung zwischen der vollen Halbwertsbreite des Pulses  $T_{\text{FWHM}}$  und der Pulsweite  $T_p$  gibt, die von der spezifischen Signalform abhängig ist<sup>2</sup>. Aus (8.41) erhalten wir dann

$$B^2 L_{\text{lim}} \propto \frac{1}{|\beta_2|}. \quad (8.42)$$

Ein Vergleich mit den in Kapitel 5.5 abgeleiteten Bitrate-Länge-Produkten zeigt, daß für  $L \approx L_{\text{dis}}$  näherungsweise die lineare Dispersionsgrenze  $L_{\text{lim}}$  erreicht wird. Liegt das

<sup>2</sup>siehe beispielsweise die Gleichungen (5.60) und (5.61) für Supergaußpulse



Verhältnis unterhalb von 1, so findet keine relevante rein dispersive Verzerrungen der Signalform statt. Mithin kann das oben eingeführte Verhältnis  $L_{\text{dis}}/L$  als Kriterium zur ersten Abschätzung des Dispersionseinflusses verwendet werden. Hierbei gilt prinzipiell: je geringer die Linearitätslänge  $L_{\text{dis}}$ , desto kritischer der Einfluß der Dispersion im untersuchten System.

Analog zur Behandlung der linearen Störung nutzen wir zur Abschätzung der nichtlinearen Störungen den Quotienten  $L_{\text{nl}}/L$ . Für ein Verhältnis von 1 ergibt sich hier mit Gleichung (8.39)

$$\frac{L_{\text{nl}}}{L_{\text{lim}}} = 1 \iff \gamma P_p L_{\text{lim}} = 1. \quad (8.43)$$

Ein Vergleich mit Gleichung (8.12) zeigt, daß in der dämpfungsfreien Glasfaser bei Erreichen der Nichtlinearitätslänge  $L_{\text{nl}}$  eine Annäherung an einen nichtlinearen Phasenhub von  $\Delta\varphi_{\text{nl}} = 1$  erfolgt. Der nichtlineare Exponentialoperator in der generalisierten Schrödingergleichung ist folglich nicht mehr vernachlässigbar, so daß faseroptische Nichtlinearitäten zu berücksichtigen sind. In Analogie zu  $L_{\text{dis}}$  deutet auch ein geringes  $L_{\text{nl}}$  auf einen hohen Nichtlinearitätsgrad.

Anhand dieser beiden Parameter lassen sich optische Übertragungssysteme grob charakterisieren. Auf zwei wesentliche Punkte sei jedoch noch hingewiesen: Wie erläutert, betrachtet die generalisierte nichtlineare Schrödingergleichung lediglich die gesamte in der Glasfaser propagierende Feldstärke. Bei einem optischen Mehrkanalsystem muß daher die optische Leistung des Gesamtkanals für  $P_p$  eingesetzt werden. Bei unkorrelierten Signalquellen ergibt sich diese Leistung aus der Addition aller Einzelleistungen, so daß gilt

$$P_{\text{p,tot}} = \sum_{i=1}^{N_{\text{ch}}} P_{\text{p,i}} = N_{\text{ch}} P_p, \quad (8.44)$$

wobei die zweite Gleichung für identische Spitzenleistung aller  $N_{\text{ch}}$  Kanäle gültig ist. Desweiteren muß beim Übergang zur dämpfungsbehafteten Glasfaser anstelle der realen Übertragungslänge zur Berechnung der Nichtlinearitätslänge nach den Überlegungen des vorangegangenen Kapitels die gesamte effektive Länge  $L_{\text{eff,tot}}$  angesetzt werden. Mithin ergibt sich nichtlineares Verhalten, falls gilt

$$\gamma P_{\text{p,tot}} \cdot L_{\text{eff,tot}} \geq 1. \quad (8.45)$$

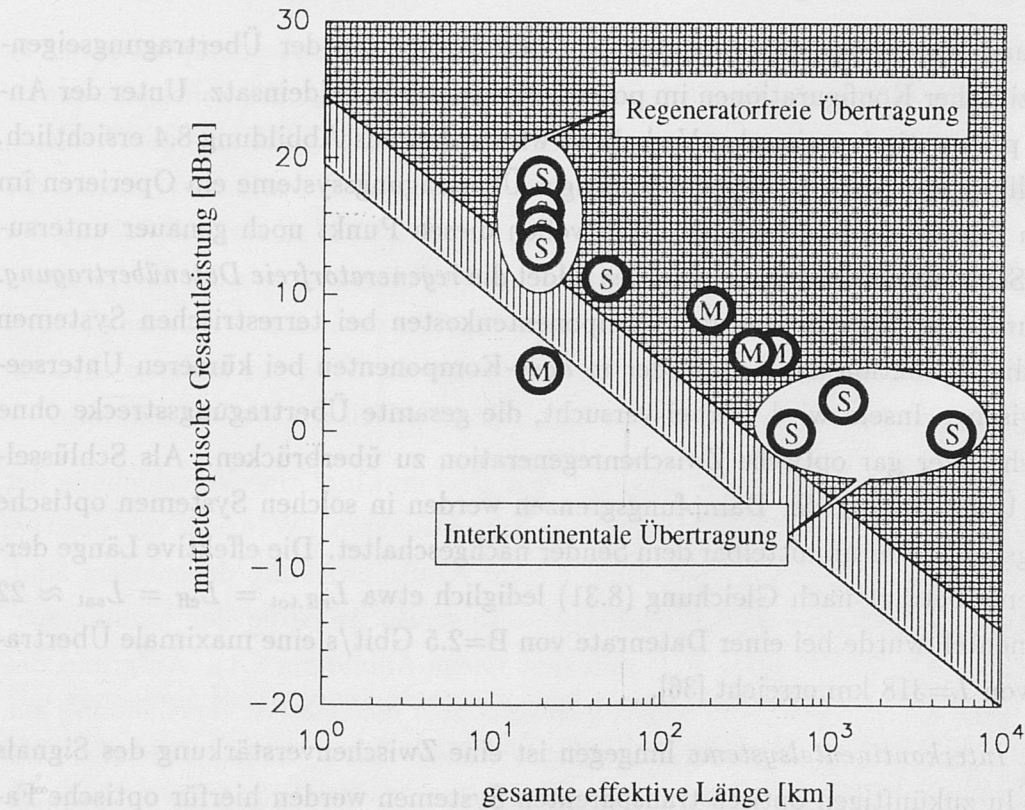
Um die Bedeutung faseroptischer Nichtlinearitäten für das Design zukünftiger optischer Übertragungssysteme zu veranschaulichen und somit zugleich die nachfolgenden Untersuchungen zu motivieren, ist in Abbildung 8.4 der Verlauf der zulässigen optischen Gesamt-

eingangsleistung als Funktion der gesamten effektiven Länge nach den Gleichungen (8.38) und (8.45) aufgetragen. Hierbei haben wir uns auf eine Betrachtung der reellen parametrischen Suszeptibilität  $X_{re}^{(3)}$  beschränkt. Als effektive Fläche wurde ferner ein Wert von  $A_{eff}=50\text{ }\mu\text{m}^2$  verwendet. Die Ergebnisse können jedoch mit Gleichung (8.10) unmittelbar auf andere Werte umgerechnet werden.

Üblicherweise wird nun bei Systembetrachtungen nicht die Spitzenleistung  $P_{p,tot}$  angegeben sondern vielmehr die *mittlere optische Signalleistung*  $P_{ave,tot}$  (bzw.  $P_{ave}$  für einen einzelnen Kanal). Für intensitätsmodulierte Systeme gilt der Zusammenhang

$$P_{ave,tot} = N_{ch} \cdot \frac{P_p}{2}, \tag{8.46}$$

während die mittlere optische Eingangsleistung bei winkelmodulierten Systemen mit der Spitzenleistung identisch ist. In der vorliegenden Arbeit sind alle Werte, falls nicht explizit anders vermerkt, mittlere optische Pegel.



Abbildungung 8.4: Erste Charakterisierung von Systemkonfigurationen mit Hilfe der Nichtlinearitätslänge (S: Einkanalexperiment, M: Mehrkanalexperiment)

Anhand von Abbildung 8.4 können drei Fälle unterschieden werden:



- *Eindeutig linear* sind Übertragungssysteme, die im hellen, unschraffierten Bereich operieren.
- Der doppelt schraffierte Bereich hingegen ist *eindeutig nichtlinear*. Hier ist es unbedingt notwendig, weitere Analysen durchzuführen, um den Einfluß der faseroptischen Nichtlinearitäten auf die Systemperformance zu quantifizieren.
- Zwischen diesen beiden Gebieten liegt der einfach schraffiert dargestellte *Übergangsbereich*. Bei diesen Parameterkombinationen können nichtlineare Effekte eventuell noch einen Einfluß auf die Übertragungsqualität haben; im allgemeinen wird dieser jedoch unwesentlich sein.

Desweiteren sind in Abbildung 8.4 mehrere veröffentlichte Ein- und Mehrkanal-Systemexperimente eingetragen. Auffallend ist, daß nahezu sämtliche publizierte Untersuchungen im eindeutig nichtlinearen Bereich operieren. Hierbei sei bemerkt, daß experimentelle Arbeiten zur gezielten Untersuchung faseroptischer Nichtlinearitäten beim Erstellen der Grafik 8.4 *nicht* berücksichtigt wurden.

Die Zielsetzung von Systemexperimenten ist <sup>3</sup> die Vorhersage der Übertragungseigenschaften spezifischer Konfigurationen im potentiellen späteren Feldeinsatz. Unter der Annahme eines pragmatisch-rationalen Verhaltens wird daher aus Abbildung 8.4 ersichtlich, daß die Erfüllung der Anforderungen zukünftiger Übertragungssysteme ein Operieren im nichtlinearen Bereich nahezu bedingt. Wir wollen diesen Punkt noch genauer untersuchen: Einen Schwerpunkt der Systemstudien bildet die *regeneratorfreie Datenübertragung*. Motiviert durch die Minimierung der Komponentenkosten bei terrestrischen Systemen bzw. durch die Reduktion der Anzahl der *in aqua*-Komponenten bei kürzeren Unterseesystemen zwischen Inseln wird hierbei versucht, die gesamte Übertragungsstrecke ohne elektrooptische oder gar optische Zwischenregeneration zu überbrücken. Als Schlüsselement zur Überwindung der Dämpfungsgrenzen werden in solchen Systemen optische Hochleistungsverstärker unmittelbar dem Sender nachgeschaltet. Die effektive Länge derartiger Systeme beträgt nach Gleichung (8.31) lediglich etwa  $L_{\text{eff,tot}} = L_{\text{eff}} = L_{\text{sat}} \approx 22$  km. Experimentell wurde bei einer Datenrate von  $B=2.5$  Gbit/s eine maximale Übertragungslänge von  $L=318$  km erreicht [36].

Im Falle der *Interkontinentalsysteme* hingegen ist eine Zwischenverstärkung des Signals unerläßlich. In zukünftigen optisch-transparenten Systemen werden hierfür optische Faserverstärker (EDFAs) eingesetzt. Wie in Kapitel 6.3.2 gezeigt, führt ein hoher Verstärkerabstand ebenfalls zu einem hohen ASE-Rauschpegel, zu dessen Überwindung die optische Leistung entsprechend hoch eingestellt sein muß. Dies impliziert jedoch gleichsam

<sup>3</sup>bzw. sollte ... sein

ein höchst nichtlineares Systemverhalten. Technisch betrachtet ist es daher zweckmäßig, durch Verringerung des Verstärkerabstands  $\Delta_{\text{OA}}$  eine Senkung des notwendigen minimalen Leistungspegels herbeizuführen. Wie aus Abbildung 8.4 ersichtlich, verhalten sich dennoch auch bei mittleren optischen Pegeln im Bereich von  $P_{\text{ave}} = 0$  dBm interkontinentale Weitverkehrssysteme nichtlinear, da die (effektive) Wechselwirkungslänge erheblich ist. Dies verdeutlicht die Schwierigkeiten des Designs derartiger optischer Kommunikationssysteme.

Auf einen wesentlichen Punkt sei abschließend noch hingewiesen: Ein Operieren im *eindeutig nichtlinearen Bereich* bedeutet nicht zwangsläufig, daß durch die Wirkung nichtlinearer Effekte ein Erreichen der Zielvorgabe unmöglich ist. Im Gegenteil, im anomalen Dispersionsbereich können *Solitoneneffekte* sogar zu einer Verbesserung der Systemperformance gegenüber dem linearen Fall führen<sup>4</sup>. Allgemein jedoch gilt, daß die spezifische Konfiguration einer detaillierteren Untersuchung des Einflusses nichtlinearer faseroptischer Effekte unterzogen werden muß. Die hierzu erforderlichen Kriterien und Gleichungen werden in den nachfolgenden Kapiteln abgeleitet.

<sup>4</sup>siehe weiter unten



## Kapitel 9

# Selbstphasenmodulation

## 9.1 Physikalische Grundlagen

In Kapitel 7.2.2 hatten wir bereits mathematisch die Ausbreitung monochromatischer Kanäle im nichtlinearen Medium untersucht. Hierbei ergab sich zunächst rein formal, daß es durch den nichtlinearen Kerr-Effekt zu einer Beeinflussung der optischen Phase eines propagierenden Kanals durch die Amplitudenmodulation desselben kommt. Dieser als *Selbstphasenmodulation* (SPM) bezeichnete Effekt konnte makroskopisch durch Erweiterung der linearen Brechzahl  $n_{\text{lin}}$  um einen nichtlinearen, intensitätsabhängigen Term, gemäß

$$n = n_{\text{lin}} + n_{\text{nl}} (|A(t)|^2), \quad (9.1)$$

mit  $n_{\text{nl}} > 0$  erfaßt werden, wobei  $A$  die zeitlich langsam oszillierende Feldamplitude ist. In diesem Kapitel wollen wir zur Vervollständigung des Verständnisses der Selbstphasenmodulation das mathematische Ergebnis mit der physikalischen Modellierung der Wechselwirkung zwischen Feld und Materie verknüpfen. Insbesondere wird erläutert, warum die Nichtlinearität, wie aus Gleichung (9.1) ersichtlich, ausschließlich zu einer *Erhöhung* der effektiven Brechzahl führt. Zur Bestimmung wesentlicher Parameter, wie der Zeitkonstanten des Effekts und der erforderlichen elektrischen Feldstärke sowie zur Veranschaulichung der für das Verständnis von Solitonen wichtigen Analogie der SPM zur linearen chromatischen Dispersion verwenden wir als stark vereinfachtes Modell ein Wasserstoffatom.

Ein im Medium propagierendes zeitabhängiges Feld  $E(t)$  erzwingt eine Verschiebung der kugelförmigen Elektronenwolke relativ zum positiven Atomkern. Während der positive und der negative Ladungsschwerpunkt ohne äußere Krafteinwirkung degeneriert sind, kommt es unter Einfluß des oszillierenden Feldes zu einer Trennung der Ladungszentren. Mithin wird eine Polarisation  $P(t)$  induziert (siehe Abbildung 9.1). Aufgrund des Trägheitsunterschieds von Kern und Elektronen setzt sich die relative Verschiebung aus zwei Anteilen unterschiedlicher Zeitkonstanten zusammen. Im besonderen erfordert die Reaktion der Elektronenhülle nur einige Femtosekunden ( $10^{-15}$  s), so daß die *Elektronenpolarisation* für die hier untersuchten Frequenzen als instantan, d.h. unverzögert wirkend, angesehen werden kann. Die genaue Zeitabhängigkeit der Polarisation müßte für die Modellierung des Elektrons als quantenmechanischer Oszillator aus dem Zusammenspiel von Trägheitskraft, Verlusten und Rückstellkraft durch Lösen einer Differentialgleichung

ermittelt werden. Anstelle dieser exakten Lösung wollen wir jedoch ausschließlich das qualitative Verhalten näher untersuchen. Betrachten wir zunächst den Fall geringer Intensität der propagierenden Welle, für den die Glasfaser als *linear* modelliert werden kann. Aus Dämpfungsgründen liegt der zur optischen Nachrichtentechnik genutzte Übertragungsbereich in der Frequenz weit unterhalb der ultravioletten Resonanzen der Elektronen. Gleichsam befindet sich der Arbeitsbereich oberhalb der infraroten Molekülvibrationen. Mithin erzwingt das in der Glasfaser propagierende Feld  $E(z, t)$  eine Oszillation induzierter Dipole, wodurch es zur Abstrahlung einer Welle der Frequenz der anregenden Feldstärke kommt – die Welle breitet sich weiter im Medium aus.

Neben dieser vermittelten Ausbreitung des Mediums erfolgt die Propagation des elektrischen Feldes jedoch auch mit Hilfe der Quellwirkung des magnetischen  $H$ -Feldes. Offensichtlich wird dies bei Betrachtung der Wellenausbreitung im Vakuum, welche durch die wechselseitige Quellwirkung von elektrischem und magnetischen Feld erfolgt, wie anhand der Maxwell'schen Gleichungen leicht nachvollziehbar ist.

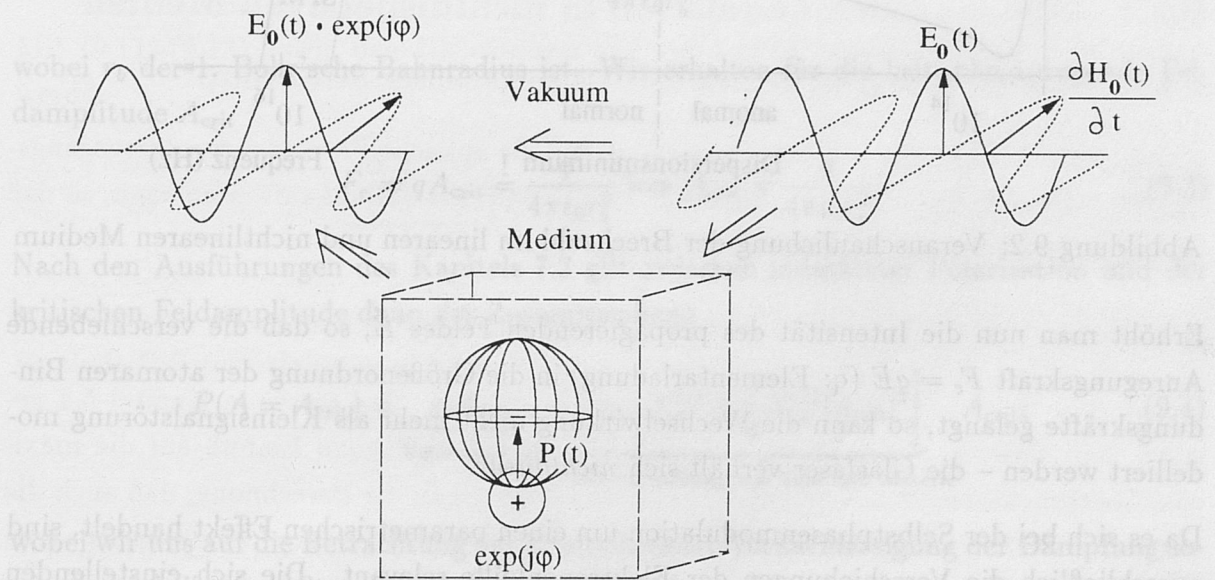


Abbildung 9.1: Veranschaulichung der Wellenausbreitung

Bei genauerer Betrachtung zeigt sich, daß zwischen der anregenden Feldstärke und der resultierenden Polarisation eine geringfügige Phasendifferenz auftritt, die aus der Trägheit der Elektronenwolke resultiert und folglich auch zu einer Abhängigkeit der linearen Ausbreitungskonstanten von der Frequenz des anregenden elektrischen Feldes führt. Diese Phasenverzögerung entspricht den Ausläufern des Realteils der linearen Permittivität  $\epsilon$  des Mediums (siehe Abbildung 9.2).



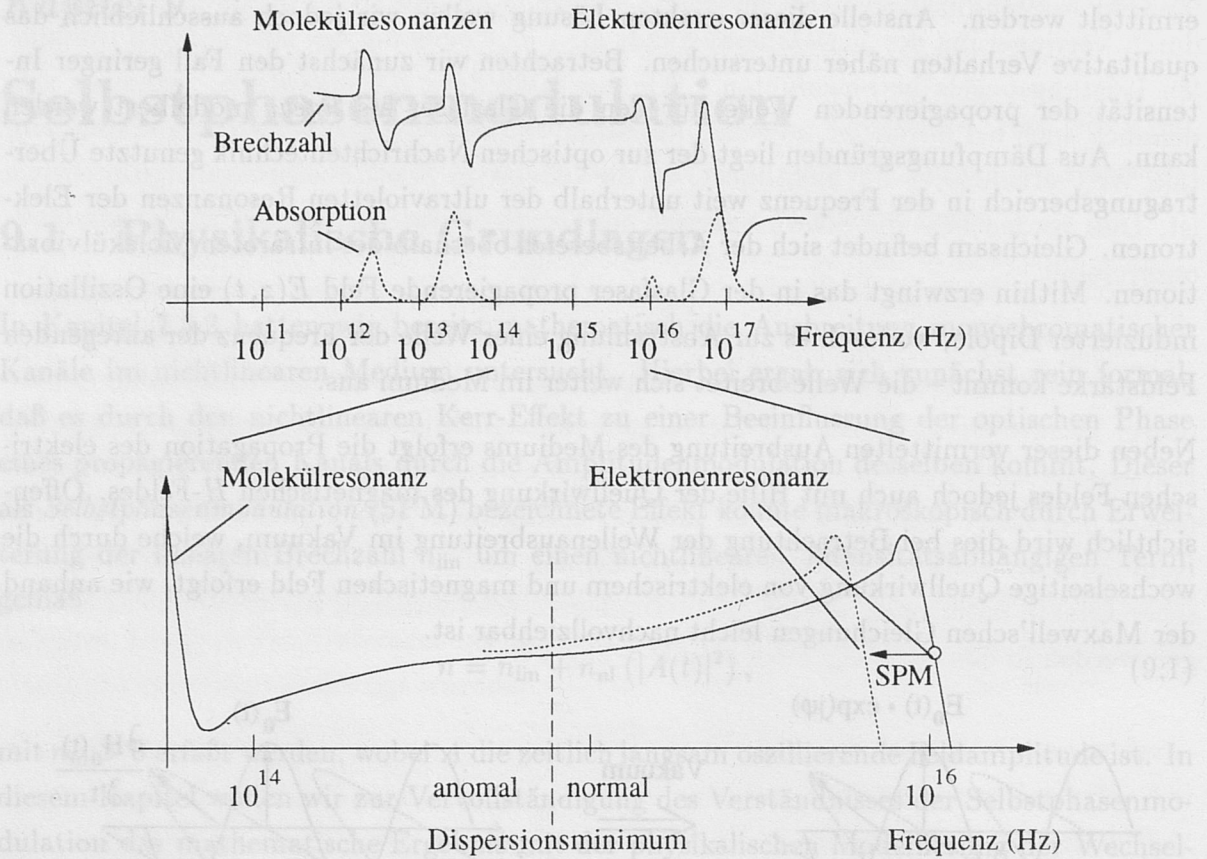


Abbildung 9.2: Veranschaulichung der Brechzahl im linearen und nichtlinearen Medium

Erhöht man nun die Intensität des propagierenden Feldes  $\vec{E}$ , so daß die verschiebende Anregungskraft  $F_e = qE$  ( $q$ : Elementarladung) in die Größenordnung der atomaren Bindungskräfte gelangt, so kann die Wechselwirkung nicht mehr als Kleinsignalstörung modelliert werden – die Glasfaser verhält sich *nichtlinear*.

Da es sich bei der Selbstphasenmodulation um einen parametrischen Effekt handelt, sind ausschließlich die Verschiebungen der Elektronenhülle relevant. Die sich einstellenden Oszillationen der Atomkerne führen zur Ausbildung von Phononen und können folglich durch die nichtlinearen Streuprozesse modelliert werden. Nach der in Kapitel 7.2.1 eingeführten Definition, ist die SPM *parametrisch*, da die Verschiebung der Elektronenwolke relativ zum Kern unmittelbar nach Abschalten des Feldes instantan rückläufig ist. Im Bändermodell entspricht dies der Anhebung von Elektronen auf ein virtuelles Niveau. Reale Zustandsveränderungen treten hierbei nicht auf.

Intuitiv ist einleuchtend, daß eine höhere Amplitude der erzwungenen Oszillation des negativen Ladungsschwerpunktes sich unmittelbar in einer zunehmenden Phasenverzögerung zwischen anregendem Feld  $A$  und induzierter Polarisation  $P$  bemerkbar macht. Als

Plausibilitätsbeweis sei auf die Analogie zum mechanischen Pendeloszillator verwiesen, dessen Resonanzfrequenz für geringe Auslenkungswinkel konstant ist und mit zunehmender Auslenkung *abnimmt*. Entsprechend erhöht sich bekanntlicherweise auch die Phasenverschiebung, was makroskopisch phänomenologisch durch eine *Erhöhung* der Brechzahl gegenüber dem linearen Fall beschrieben werden kann.

Zusammenfassend können wir feststellen, daß die Nichtlinearität eine Einflußnahme des propagierenden Feldes auf die Resonanzfrequenz der Elektronen vermittelt, die zu einer intensitätsabhängigen *Anhebung* der Phasenverzögerung und folglich auch der Brechzahl führt.

Aus obigen Erläuterungen wurde deutlich, daß die nichtlineare Wechselwirkung zwischen Feld und Medium nicht mehr vernachlässigbar ist, wenn die auslenkende Kraft  $F_e$  gleich der atomaren Bindungskraft  $F_{at}$  ist. Es gilt dann

$$F_{at} = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r_b^2}, \quad (9.2)$$

wobei  $r_b$  der 1. Bohr'sche Bahnradius ist. Wir erhalten für die kritische anregende Feldamplitude  $A_{crit}$

$$F_e = qA_{crit} \stackrel{!}{=} \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r_b^2} \implies A_{crit} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r_b^2}. \quad (9.3)$$

Nach den Ausführungen des Kapitels 7.2 gilt zwischen induzierter Polarisation und der kritischen Feldamplitude dann der Zusammenhang

$$P(A = A_{crit}) = \underbrace{\epsilon_0 A_{crit}}_{\text{Vakuumannteil}} + \underbrace{\epsilon_0 \left[ X_{re}^{(1)} + \frac{3}{4} X_{re}^{(3)} |A_{crit}|^2 \right]}_{\text{Wechselwirkung von Feld und Materie}} A_{crit}, \quad (9.4)$$

wobei wir uns auf die Betrachtung der Realteile unter Vernachlässigung der Dämpfung sowie der nichtlinearen Streuprozesse beschränkt haben. Zur Abschätzung der nichtlinearen Elektronensuszeptibilität wollen wir den linearen und den nichtlinearen Polarisationsanteil gleichsetzen. Wir erhalten

$$X_{re}^{(1)} \stackrel{!}{=} \frac{3}{4} X_{re}^{(3)} |A_{crit}|^2. \quad (9.5)$$

Mit (9.3) folgt daraus

$$X_{re}^{(3)} \stackrel{!}{=} \frac{4}{3} \cdot X_{re}^{(1)} \cdot \left( \frac{4\pi\epsilon_0 r_b^2}{q} \right)^2. \quad (9.6)$$

Schließlich können wir mit Gleichung (7.32) die lineare Suszeptibilität durch die lineare Brechzahl ausdrücken und erhalten



$$X_{\text{re}}^{(3)} \stackrel{!}{=} \frac{4}{3} \cdot [n_{\text{lin}}^2 - 1] \cdot \left( \frac{4\pi\epsilon_0 r_b^2}{q} \right)^2. \quad (9.7)$$

Mit  $n_{\text{lin}} \approx 1.45$ ,  $q = 1.67 \cdot 10^{-19} \text{ As}$ ,  $r_b \approx 5.292 \cdot 10^{-11} \text{ m}$  und  $\epsilon_0 = 5.58 \cdot 10^{-12} \text{ As/Vm}$  folgt daraus für die Quarzglasfaser

$$X_{\text{re}}^{(3)} \approx 0.56 \cdot 10^{-23} \left( \left[ \frac{\text{m}}{\text{V}} \right]^2 \right), \quad (9.8)$$

was in relativ guter Übereinstimmung mit den in Kapitel 8.1 angegebenen experimentellen Ergebnissen ist (siehe Gleichung (8.8)).

## 9.2 Entwicklung einer Ersatzkonfiguration für die nichtlineare, dispersive Glasfaser

### 9.2.1 Selbstphasenmodulation in nichtdispersiven Medien

#### 9.2.1.1 Modellierung als örtlich-verteilt aufgebauter Selbstchirp

In Kapitel 2.3.1.1 hatten wir bereits gesehen, daß die optische Phase der Senderausgangssignale während eines Bits Abweichungen vom definierten Verlauf aufweisen kann, so daß die optische Phase wie folgt beschreibbar ist

$$\varphi_L(t) := \Delta\varphi(t) + \varphi_0 = \Delta\varphi(t) + \omega_0 t, \quad (9.9)$$

wobei  $\Delta\omega_L := d\varphi_L(t)/dt$  der Laserkreisfrequenzchirp ist. Wie ferner in Kapitel 5.4 gezeigt, hat dieser Chirp in dispersiven Glasfasern entscheidenden Einfluß auf die maximal überbrückbaren Streckenlängen. Im besonderen ergab die Berechnung, daß auch die chromatische Dispersion an sich bei Propagation eines Pulses entlang der Glasfaser einen Dispersionschirp aufbaut. Hierzu hatten wir eine Perturbationsanalyse der Ausbreitung optischer Pulse in linearen, dispersiven Medien durchgeführt. In diesem Kapitel erweitern wir die Untersuchung auf nichtlineare Medien. Des besseren Verständnis wegen, beschränken wir uns zunächst auf eine vorbereitende Studie nichtdispersiver Medien, bevor wir das komplizierte Zusammenspiel von Selbstphasenmodulation und chromatischer Dispersion betrachten.

Für *nichtdispersive* Medien vereinfacht sich die generalisierte Schrödingergleichung (7.154) für die langsam-oszillierende (Feld-)Hüllkurve zu

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A = -jk_0 n_{\text{nl}} A. \quad (9.10)$$

Berechnen wir zunächst die Ausbreitung in einem verstärkerfreien System, in welchem die Feldamplitude  $A$  eine exponentielle Dämpfung erfährt. Wir können dann nachstehenden Separationsansatz verwenden

$$A(z, t) := \sqrt{P_p} \cdot \mathcal{A}(z, t) \cdot \exp\left(-\frac{\alpha}{2}z\right), \quad (9.11)$$

wobei der Maximalwert auf  $\text{Max}\{\mathcal{A}\} = 1$  normiert ist und  $P_p$  die Pulsspitzenleistung bezeichnet. Für die örtliche Ableitung von  $A$  ergibt sich dann

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \sqrt{P_p} \cdot \frac{\partial \mathcal{A}}{\partial z} \exp\left(-\frac{\alpha}{2}z\right) - \frac{\alpha}{2} \cdot \underbrace{\sqrt{P_p} \cdot \mathcal{A} \exp\left(-\frac{\alpha}{2}z\right)}_{=A}. \quad (9.12)$$

Ferner kann das Betragsquadrat von  $A$  wie folgt umgeschrieben werden

$$|A|^2 = P_p \cdot |\mathcal{A}|^2 \exp(-\alpha z). \quad (9.13)$$

Mit (9.11)-(9.13) sowie den Gleichungen (8.5) und (8.6) kann (9.10) wie folgt ersetzt werden

$$\frac{\partial \mathcal{A}}{\partial z} \exp\left(-\frac{\alpha z}{2}\right) \underbrace{-\frac{\alpha}{2}A + \frac{\alpha}{2}A}_{=0} = -j\gamma P_p |\mathcal{A}|^2 \exp(-\alpha z) \mathcal{A} \exp\left(-\frac{\alpha z}{2}\right). \quad (9.14)$$

Nach Kürzen des Exponentialterms  $\exp(-\alpha z/2)$  ergibt sich dann schließlich folgende partielle Differentialgleichung für  $\mathcal{A}$

$$\frac{\partial \mathcal{A}}{\partial z} = -j\gamma \exp\{-\alpha z\} P_p |\mathcal{A}|^2 \mathcal{A}. \quad (9.15)$$

Wie durch Einsetzen leicht verifizierbar, ergibt sich für  $\mathcal{A}(z, t)$

$$\mathcal{A}(z, t) = \mathcal{A}(0, t) \cdot \exp(-j\Delta\varphi_{\text{SPM}}t), \quad (9.16)$$

mit dem nichtlinearen SPM-Phasenhub

$$\Delta\varphi_{\text{SPM}} = \gamma P_p |\mathcal{A}(0, t)|^2 L_{\text{eff}} \quad (9.17)$$

und der in Kapitel 8.3 ausführlich diskutierten effektiven Länge

$$L_{\text{eff}} = \frac{1 - \exp\{-\alpha z\}}{\alpha}. \quad (9.18)$$



In Systemen mit optischen Zwischenverstärkern ist die effektive Länge  $L_{\text{eff}}$  in Gleichung (9.17) durch die gesamte effektive Länge  $L_{\text{eff,tot}}$  nach (8.32) zu ersetzen.

Das Ergebnis (9.16) und (9.17) zeigt, daß die Selbstphasenmodulation im nichtdispersiven Medium zu einer instantanen, intensitätsabhängigen Veränderung der zeitabhängigen Phase der komplexen Feldamplitude  $\mathcal{A}$  führt. Hierbei ist der Phasenwert zum Zeitpunkt  $t_0$  einzig durch den Intensitätswert am Zeitpunkt  $t_0$  bestimmt. Die maximale Phasenabweichung erfolgt in Pulsmitte und beträgt

$$\Delta\varphi_{\text{SPM,max}} = \gamma P_p L_{\text{eff,tot}}. \quad (9.19)$$

Besonders zu bemerken ist, daß die Hüllkurve selbst unbeeinflusst bleibt. Ohne Dispersion kann die Selbstphasenmodulation zwar zu spektralen Veränderungen führen, unmittelbare zeitliche Pulsverzerrungen sind jedoch ausgeschlossen. Dies verdeutlicht nochmals, daß im allgemeinen die faseroptischen Nichtlinearitäten nicht unmittelbar, sondern nur mittelbar, über die Wechselwirkung mit der Faserdispersion <sup>1</sup>, zu Systemstörungen führen. Als wesentliche Erkenntnis können wir zusammenfassend feststellen, daß die Selbstphasenmodulation *selbstchirpend* wirkt. Wie der Quellchirp führt zwar der SPM-Chirp auch zur Generation neuer Frequenzkomponenten im optischen Spektrum, im Gegensatz zu ersterem wird jedoch der nichtlineare Chirp nicht lokal sondern vielmehr *örtlich-verteilt* aufgebaut. Dies hat entscheidende Bedeutung für das Ausbreitungsverhalten optischer Signalpulse.

### 9.2.1.2 Abhängigkeit des Chirps von der spezifischen Signalform

Durch Fouriertransformation der komplexen reduzierten Hüllkurve  $\mathcal{A}(z, t)$  können wir das optische Leistungsdichtespektrum des Pulses berechnen

$$PSD(\omega) = P_p \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{A}(0, t) \exp(-j[\Delta\varphi_{\text{SPM}}(z, t) + (\omega - \omega_0)t]) dt \right|^2. \quad (9.20)$$

Aufgrund der zeitlichen Abhängigkeit des nichtlinearen SPM-Phasenhubs  $\Delta\varphi_{\text{SPM}}$  kommt es zu einer Verbreiterung des anfänglichen Spektrums. Um dies zu verdeutlichen, wurde die Ausbreitung eines anfänglich chirpfreien Gaußpulses in einer nichtdispersiven Glasfaser durch numerisches Lösen der Gleichungen (9.15) und (9.20) berechnet. Abbildung 9.3 zeigt die mit fortschreitender Übertragungslänge anwachsende spektrale Aufweitung.

<sup>1</sup>Wie später gezeigt wird, können neben der Faserstrecke auch optische Filter dispersiv wirken, so daß es selbst bei Verwendung dispersionsfreier Lichtwellenleiter durch Überfilterung zu zeitlichen Signalverzerrungen kommen kann.

Deutlich zu erkennen ist, daß dem verbreiterten Spektrum eine oszillatorische Struktur aufgeprägt ist.

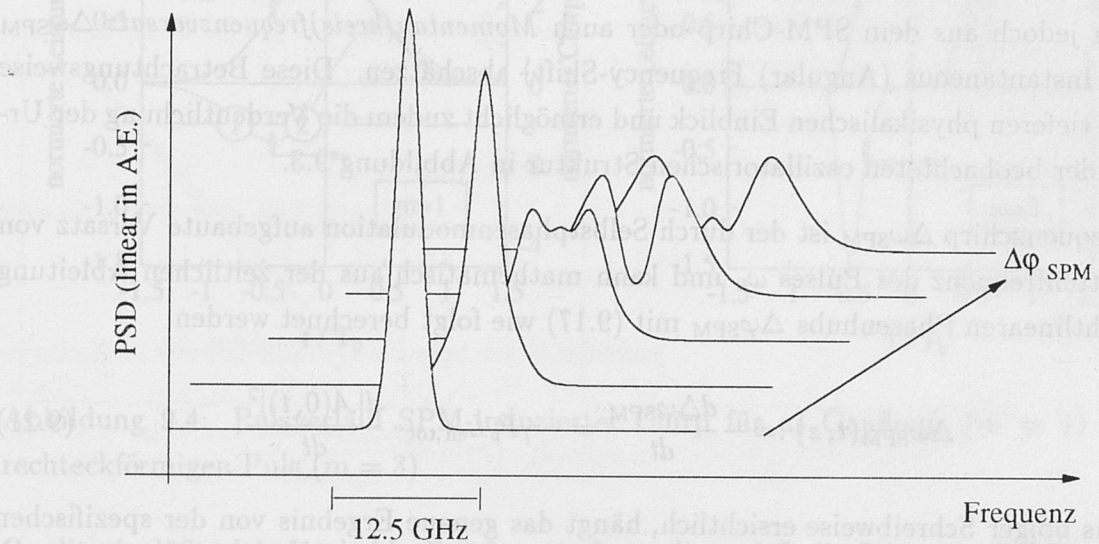


Abbildung 9.3: SPM-induzierte spektrale Aufweitung des Gaußpulses als Funktion der Übertragungslänge in linearer Darstellung (Parameter:  $T_{p,0}=400$  ps,  $\beta_2 = \beta_3 = 0$ )

In dispersiven Glasfasern resultiert die lineare zeitliche Pulsverformung durch die Laufzeitunterschiede der einzelnen Spektralanteile. In normal-dispersiven Glasfasern führt, bei gegebener Faserdispersion  $D_\lambda$ , eine nichtlineare Aufweitung des Spektrums zu einer Zunahme der Laufzeitdifferenzen. Folglich treten zeitliche Signalverzerrungen in der nichtlinearen Glasfaser bereits bei kürzeren Übertragungsstrecken als im rein linearen Fall auf – das erreichbare Bitrate-Länge-Produkt nimmt ab. Wie wir später sehen werden, kann in anomal-dispersiven Fasern auch ein entgegengesetzter Effekt eintreten, der zu einer Erhöhung der Kapazität gegenüber dem rein linearen Fall führt.

Bei der Untersuchung der linearen Dispersion in Kapitel 5.4 hatten wir festgestellt, daß die genauen dispersiven Pulsverformungen von der spezifischen Form des Signalpulses abhängig sind. Im besonderen verursachte die Dispersion beim Gaußpuls lediglich eine zeitliche Aufweitung, während bei Supergaußpulsen eine örtlich-transiente Pulskompression auftrat. Dennoch ergaben sich näherungsweise dieselben Dispersionsgrenzen. Für spätere analytische Untersuchungen der Interaktion von Dispersion und Selbstphasenmodulation ist nun von Interesse, ob für die Berechnung der Kapazitätsgrenzen in nichtlinearen Glasfasern Gaußpulse auch zur Beschreibung der in praxi auftretenden rechteckähnlichen Signale angesetzt werden können, wodurch die Berechnungen erheblich erleichtert würden. Zur Klärung dieser Frage untersuchen wir zweckmäßigerweise zunächst die Abhängigkeit des auftretenden Frequenzchirps von der exakten Signalpulsform. Eine



einfache Bestimmung aus Gleichung (9.20) ist jedoch wegen der Abhängigkeit des nichtlinearen Phasenhubs  $\Delta\varphi_{\text{SPM}}$  von der zeitabhängigen Pulsamplitude nur sehr eingeschränkt möglich. Alternativ zur Auswertung der Fouriertransformation läßt sich die spektrale Aufweitung jedoch aus dem SPM-Chirp oder auch *Momentan(kreis)frequenzversatz*  $\Delta\omega_{\text{SPM}}$  (engl.: Instantaneous (Angular) Frequency-Shift) abschätzen. Diese Betrachtungsweise erlaubt tieferen physikalischen Einblick und ermöglicht zudem die Verdeutlichung der Ursachen der beobachteten oszillatorischen Struktur in Abbildung 9.3.

Der Frequenzchirp  $\Delta\omega_{\text{SPM}}$  ist der durch Selbstphasenmodulation aufgebaute Versatz von der Mittenfrequenz des Pulses  $\omega_0$  und kann mathematisch aus der zeitlichen Ableitung des nichtlinearen Phasenhubs  $\Delta\varphi_{\text{SPM}}$  mit (9.17) wie folgt berechnet werden

$$\Delta\omega_{\text{SPM}}(t, z) := -\frac{d\Delta\varphi_{\text{SPM}}}{dt} = -\gamma P_p L_{\text{eff,tot}} \cdot \frac{d|\mathcal{A}(0, t)|^2}{dt}. \quad (9.21)$$

Wie aus obiger Schreibweise ersichtlich, hängt das genaue Ergebnis von der spezifischen Pulsform ab. Für Supergaußpulse der Ordnung  $m$  gemäß (5.59) läßt er sich wie folgt aus Gleichung (9.21) berechnen

$$\Delta\omega_{\text{SPM}}(t, z) = \frac{4m}{T_{p,0}} \cdot \gamma P_p L_{\text{eff,tot}} \cdot \left(\frac{t}{T_{p,0}}\right)^{2m-1} \exp\left[-2\left(\frac{t}{T_{p,0}}\right)^{2m}\right]. \quad (9.22)$$

Um die Unterschiede im Zeit- und Chirpverlauf zwischen den einzelnen Supergaußpulsen zu veranschaulichen, ist es jedoch sinnvoll, die von der Pulsform abhängige Weite  $T_{p,0}$  mit Hilfe von Gleichung (5.61) durch die von  $m$  unabhängige Bitdauer  $T_b = 1/B$  zu substituieren. Wir erhalten

$$\begin{aligned} \Delta\omega_{\text{SPM}}(t) &= \frac{4m}{T_b} \cdot \gamma P_p L_{\text{eff,tot}} \cdot \\ &\quad \left(\frac{\ln 2}{2}\right)^{1/(2m)} \exp\left\{-2^{2m} \ln 2 \cdot \left(\frac{t}{T_b}\right)^{2m}\right\} \cdot \left(\frac{t}{T_b}\right)^{(2m-1)} (\ln 2)^{\frac{2m-1}{2m}}. \end{aligned} \quad (9.23)$$

Die Abbildungen 9.4a und b zeigen den zeitabhängigen Verlauf der Pulsleistung und des nichtlinearen SPM-Chirps für den Fall eines Gaußpulses ( $m = 1$ ) respektive für einen Supergaußpuls der Ordnung  $m = 3$ . Hierbei wurde die Leistung auf den Spitzenwert  $P_p$  normiert. Ferner wurde der nach Gleichung (9.23) berechnete Chirp wie folgt normiert

$$\Delta\omega_{\text{SPM,norm}} := \frac{\Delta\omega_{\text{SPM}} \cdot T_b}{\gamma P_p L_{\text{eff,tot}}}. \quad (9.24)$$

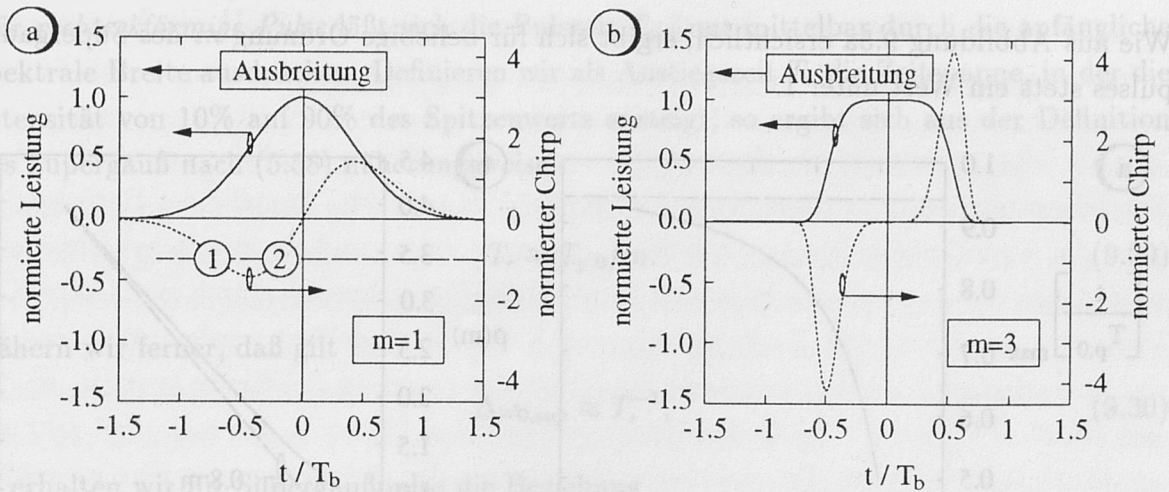


Abbildung 9.4: Pulsverlauf SPM-induzierter Chirp für a) Gaußpuls ( $m = 1$ ) und b) rechteckförmigen Puls ( $m = 3$ )

Qualitativ läßt sich für beide Pulsformen feststellen, daß die führende Pulsflanke eine *Rotverschiebung* (engl.: Red-Shift) und die nachfolgende Flanke eine *Blauverschiebung* (engl.: Blue-Shift) erfährt<sup>2</sup>. Wie ersichtlich, ergibt sich für eine spezifische Pulsform dieselbe Frequenzablage zu zwei unterschiedlichen Zeitpunkten (siehe beispielsweise die gekennzeichneten Punkte 1 und 2 in Abbildung 9.4a). Es handelt sich um nichtlinear erzeugte Wellenzüge derselben Frequenz, die in ihrer Phase jedoch voneinander abweichen. Mithin führt die Überlagerung dieser Anteile im Frequenzspektrum des Pulses zu einer oszillatorischen Struktur. Die in Abbildung 9.3 beobachteten Oszillationen ergeben sich dann aus den Interferenzen sämtlicher Zweierkombinationen.

Deutlich zu erkennen ist, daß beim rechteckförmigen Puls höhere Frequenzkomponenten gebildet werden als beim Gaußpuls. Neben dieser quantitativen Differenz der Frequenzversätze fällt im besonderen das erheblich unterschiedliche Verhalten im Mittenbereich der Pulse auf: Während sich beim Gaußpuls ein nahezu linearer SPM-Kreisfrequenzchirp ausbildet, ist der nichtlinear aufgebaute Chirp beim Rechteckpuls tendenziell stärker auf die Pulsanten konzentriert und beträgt im Zentralbereich des Pulses Null. Durch Differenzieren und Nullsetzen können wir aus Gleichung (9.23) die normierte Zeit  $(t/T_{p,0})_{\max}$  berechnen, zu der sich der maximale Kreisfrequenzversatz  $\Delta\omega_{\text{SPM,max}}$  einstellt. Wir erhalten

$$\left[ \frac{t}{T_{p,0}} \right]_{\max} = \left\{ \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{1}{2m} \right) \right\}^{1/(2m)}. \quad (9.25)$$

<sup>2</sup>zur Begriffsdefinition siehe auch Kapitel 2.3.1.1



Wie aus Abbildung 9.5a ersichtlich, ergibt sich für beliebige Ordnung  $m$  des Supergaußpulses stets ein Wert unter 1.

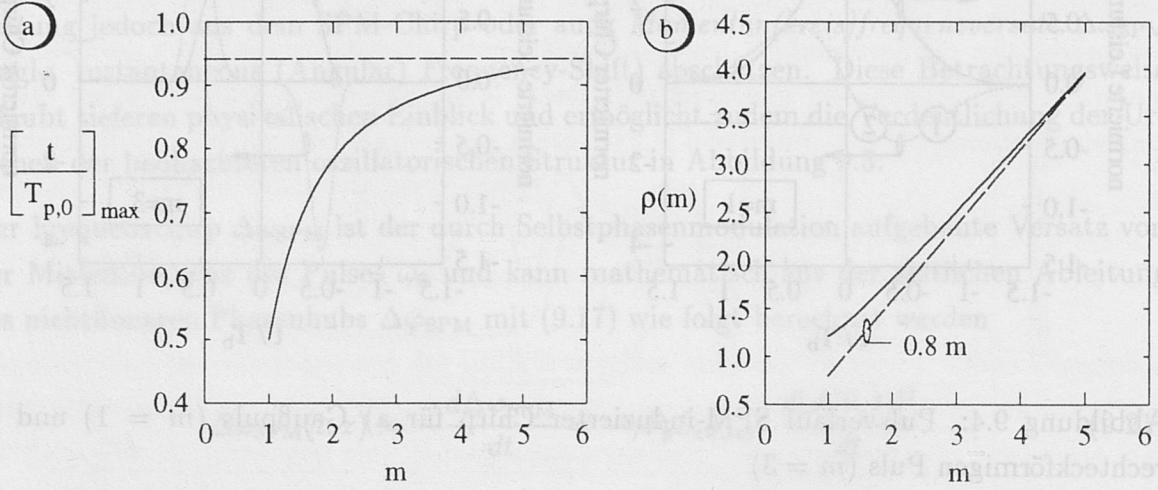


Abbildung 9.5: a) normierte Zeit für maximalen Chirp und b)  $\rho(m)$  in Abhängigkeit der Ordnung des Supergaußpulses

Die Substitution von (9.25) in Gleichung (9.22) führt mit (9.19) schließlich zu nachstehendem maximalen SPM-Chirp  $\Delta\omega_{\text{SPM,max}}$

$$\Delta\omega_{\text{SPM,max}} \cdot T_{p,0} = \rho(m) \cdot \Delta\varphi_{\text{SPM,max}}, \quad (9.26)$$

wobei sich die Proportionalitätskonstante  $\rho$  wie folgt aus der Ordnung  $m$  berechnet

$$\rho(m) := 4m \cdot \left[ \frac{1}{2} \cdot \left( 1 - \frac{1}{2m} \right) \right]^{1-1/(2m)} \exp \left\{ - \left( 1 - \frac{1}{2m} \right) \right\}. \quad (9.27)$$

Der durch obige Gleichung beschriebene Verlauf von  $\rho$  ist in Abbildung 9.5b als Funktion von  $m$  aufgetragen. Für Gaußpulse ( $m = 1$ ) gilt  $\rho \approx 1.21$  und für große Werte von  $m$  näherungsweise  $\rho \approx 0.8 \cdot m$ .

Ersetzen wir nun für *Gaußpulse*  $\Delta\omega_{1/e,\text{gauss},0} = T_{p,0}^{-1}$ , wobei  $(2\Delta\omega_0)$  die anfängliche spektrale  $1/e$ -Breite sei, so ergibt sich mit (9.26) folgende Beziehung

$$\frac{\Delta\omega_{\text{SPM,max}}}{\Delta\omega_{1/e,\text{gauss},0}} = 1.21 \cdot \Delta\varphi_{\text{SPM,max}} = 1.21 \cdot \gamma P_p L_{\text{eff,tot}}, \quad (9.28)$$

Hiernach ist die Aufweitung des optischen Spektrums linear proportional zur optischen Spitzenleistung des Pulses  $P_p$  und zur gesamten effektiven Länge.

Für *rechteckförmige Pulse* läßt sich die Pulszeit  $T_{p,0}$  nur mittelbar durch die anfängliche spektrale Breite ausdrücken. Definieren wir als Anstiegszeit  $T_r$  die Zeitspanne, in der die Intensität von 10% auf 90% des Spitzenwerts ansteigt, so ergibt sich aus der Definition des Supergauß nach (5.58) näherungsweise

$$T_r \approx T_{p,0}/m. \quad (9.29)$$

Nähern wir ferner, daß gilt

$$\Delta\omega_{0,\text{sup}} \approx T_r^{-1}, \quad (9.30)$$

so erhalten wir für Supergaußpulse die Beziehung

$$\frac{\Delta\omega_{\text{SPM,max}}}{\Delta\omega_{0,\text{sup}}} \approx \rho(m) \cdot \Delta\varphi_{\text{SPM,max}} = \rho(m) \cdot \gamma P_p L_{\text{eff,tot}}. \quad (9.31)$$

Der Vergleich von (9.28) und (9.31) zeigt, daß die auf die anfängliche spektrale Breite bezogene Aufweitung des Spektrums im Fall des Gaußpulses mathematisch analog formuliert werden kann wie beim Supergauß. Selbst bei Vernachlässigung der Abhängigkeit der Proportionalitätskonstanten  $\rho$  von der Ordnungszahl  $m$  ergibt sich jedoch beim Supergaußpuls eine stärkere nichtlineare spektrale Aufweitung, da gilt

$$\Delta\omega_{0,\text{sup}}(m > 1) \gg \Delta\omega_{0,\text{gauss}}. \quad (9.32)$$

Physikalisch wird dies offensichtlich, wenn man berücksichtigt, daß für die nichtlineare spektrale Aufweitung nach Gleichung (9.21) die Krümmung der eingespeisten Signalepulse eine Quellwirkung ausübt.

Hinsichtlich der gestellten Frage der Systemberechnungen können wir mithin feststellen, daß die Betrachtung von Gaußpulsen formal zu ähnlichen Ausdrücken führt, wie eine Untersuchung von Rechteckpulsen, so daß zur qualitativen Studie der Abhängigkeiten der Grenzen von Systemparametern eine Gaußstudie hinreichend ist. Zur Quantifizierung der Kapazitätsgrenzen nichtlinearer, dispersiver Glasfasern ist jedoch eine explizite Auswertung von Supergaußpulsen unumgänglich, da es mit zunehmender Ordnungszahl  $m$  durch eine erhöhte spektrale Aufweitung zu einer Verringerung der erreichbaren Grenzen kommt.



## 9.2.2 Modellierung des Zusammenspiels von Selbstphasenmodulation und chromatischer Dispersion

Wie bereits erläutert, ist ein geschlossenes Lösen der generalisierten nichtlinearen Schrödingergleichung in dispersiven Glasfasern nicht möglich. Anstelle der Berücksichtigung der simultanen Wirkung von Selbstphasenmodulation und chromatischer Dispersion muß daher die Ausbreitung im realen Lichtwellenleiter sukzessiv, durch geschickte Kaskadierung rein linearer und rein nichtlinearer Elemente modelliert werden. Während bei der numerischen Split-Step-Methode die Länge der einzelnen Segmente kurz ist, so daß sich durch die Vielzahl der hintereinandergeschalteten Elemente der reale Fall sehr gut annähern läßt, erfordert die analytische Berechnung der Pulsverformung eine wesentlich gröbere Näherung. In den folgenden Kapiteln wollen wir eine mathematische Ersatzkonfiguration der nichtlinearen, dispersiven Glasfaser entwickeln, die bei der Berechnung der SPM-Systemgrenzen als Grundlage dienen wird. Aus didaktischen Gründen ist es sinnvoll, zunächst den Spezialfall der Solitonentransmission zu untersuchen, da sich anhand dieser besonderen Pulse mehrere, für die spätere Modellierung von NRZ-Signalen wichtige Erkenntnisse ableiten lassen.

### 9.2.2.1 Grundlagen und Modellierung von Solitonen

In Kapitel 5.4.2 wurde gezeigt, daß die Ausbreitung von Pulsen in linearen, dispersiven Glasfasern erheblich von der Art des Vorchirps abhängig ist. Im besonderen ergab sich für den Fall eines positiv-gechirpten Gaußpulses im normalen Dispersionsbereich eine verstärkte zeitliche Aufweitung, wohingegen die Pulsweite vor der Zunahme im anomalen Dispersionsbereich eine transiente Kompression erfuhr (siehe Abbildung 5.17).

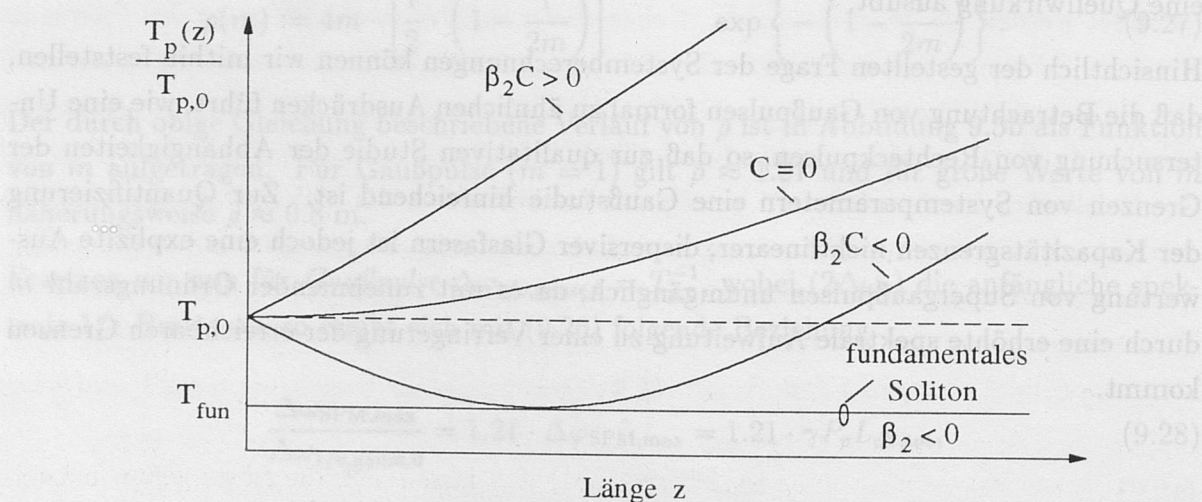


Abbildung 9.6: Modellierung von Solitonen als örtlich-verteilte Chirpkompensation

Der Punkt geringster Pulsweite im anomalen Regime war durch die Auslöschung des örtlich-diskret aufgeprägten Quellchirps mit dem örtlich-verteilt aufgebauten Dispersionschirp entgegengesetzten Vorzeichens charakterisiert. Die exakte Kompensation ergab sich für NRZ-Pulse ausschließlich an einem Ort  $z = L_{\text{comp}}$ . Nach den Erläuterungen des letzten Kapitels kann der durch nichtlineare Selbstphasenmodulation erzeugte Chirp als örtlich-verteilt aufgebauter Quellchirp interpretiert werden, da mit zunehmender Faserlänge weitere Spektralkomponenten gebildet werden. In Erweiterung zum Quellchirp, muß es dann einen Spezialfall geben, in welchem sich der verteilt-generierte SPM-Chirp und der ebenfalls verteilt-generierte Dispersionschirp an *jedem Ort* der Glasfaser auslöschen. Mithin geht der diskrete Punkt maximaler Kompression in eine Linie über,  $L_{\text{comp}} \rightarrow L$  (siehe Abbildung 9.6), so daß die Pulsweite  $T_{p,0}$  entlang der gesamten Übertragungsstrecke konstant bleibt. Einen derartigen Signalpuls bezeichnet man als *fundamentales Soliton*.

Grundlage der mathematischen Betrachtung von Solitonen bildet die in Kapitel 7.3 abgeleitete nichtlineare Schrödingergleichung (7.154) bzw. (8.11). Vereinfachend betrachten wir zunächst den dämpfungsfreien Fall ( $\alpha = 0$ ). Zur Ableitung des Solitons ist es zweckmäßig, die normierte Ortskoordinate  $\xi$  einzuführen, die sich aus  $z$  wie folgt ergibt

$$\xi := \frac{\beta_2 z}{T_{p,0}^2}, \quad (9.33)$$

wobei  $\beta_2$  der Dispersionskoeffizient zweiter Ordnung und  $T_{p,0}$  die Pulsdauer am Ort  $\xi = 0$  ist. Ferner führen wir die normierte Zeit  $\tau := (t/T_{p,0})$  ein. Damit nimmt die generalisierte Schrödingergleichung (GSG) folgende Form an

$$\frac{\partial A}{\partial \tau} = j \frac{\text{sgn}\{\beta_2\}}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} - N_{\text{sol}}^2 |A|^2 A, \quad (9.34)$$

mit

$$N_{\text{sol}}^2 = \frac{\gamma P_p T_{p,0}^2}{|\beta_2|}, \quad (9.35)$$

wobei die Funktion  $\text{sgn}\{x\}$  den Betrag 1 und das Vorzeichen von  $x$  liefert. Es sei bemerkt, daß  $N_{\text{sol}}^2$  gerade dem Verhältnis von Nichtlinearitätslänge  $L_{\text{nl}}$  zur Dispersionslänge  $L_{\text{dis}}$  nach (8.39) respektive (8.38) entspricht

$$N_{\text{sol}}^2 = \frac{L_{\text{nl}}}{L_{\text{dis}}}. \quad (9.36)$$

Mit Hilfe der *inversen Streuungsmethode* (ISM) [62] lassen sich die Lösungen von Gleichung (9.34) ableiten. Im besonderen zeigt sich, daß Eingangspulse der Form *sechans hyperbolicus sech*



$$A(z = 0, \tau)_{\text{sol}} = \text{sech}(\tau) = \frac{1}{\cosh(\tau)} \quad (9.37)$$

in dämpfungsfreien dispersiven, nichtlinearen Glasfasern über beliebig lange Distanzen ihre ursprüngliche Form behalten, falls  $N_{\text{sol}} = 1$  und entsprechend  $L_{\text{nl}} = L_{\text{dis}}$  gilt. Dadurch müssen die Pulsspitzenleistung  $P_p$ , die Pulsbreite  $T_{p,0} = T_{\text{fun}}$  eines derartigen fundamentalen Solitons und der GVD-Koeffizient erster Ordnung  $\beta_2$  in folgendem definierten Verhältnis zueinander stehen

$$P_p \stackrel{!}{=} \frac{|\beta_2|}{\gamma T_{\text{fun}}^2}. \quad (9.38)$$

Abweichend von dieser idealisierten Betrachtung sind reale Glasfasern stets dämpfung-behaftet. Dennoch kann gezeigt werden, daß Solitonen auch in Systemen mit optischen Verstärkern ausbreitungsfähig sind, solange sich das System durch Einsatz optischer Zwischenverstärker quasi-verlustfrei verhält. Hier bedingt die Stabilität der Solitonen, daß die örtlich-gemittelte optische Leistung  $\langle P(t, z) \rangle_z$  (engl.: Path-Averaged Power) auf einem Faserelement, die sich aus der Spitzenleistung und der effektiven Länge wie folgt berechnet

$$\langle P_{\text{ave}} \rangle_z := P_p \cdot \frac{L}{L_{\text{eff}}}, \quad (9.39)$$

dem in Gleichung (9.38) angegebenen Wert entspricht.

Bislang haben wir angenommen, daß sich die chromatische Dispersion und die SPM an jedem Ort der Faserstrecke exakt kompensieren. Mathematisch entspricht dies dem Fall  $N_{\text{sol}} = 1$ . Die ISM-Lösung der GSG (9.34) zeigt jedoch, daß neben diesem Soliton erster Ordnung auch *Solitonen höherer Ordnung* existieren. So ergeben sich die für alle ganzzahligen  $N_{\text{sol}}$  die Lösungen

$$A(0, \tau)_{\text{sol}} = N_{\text{sol}} \cdot \text{sech}(\tau). \quad (9.40)$$

Aus dieser Formulierung wird deutlich, daß der Parameter  $N_{\text{sol}}$ , als Maß des Verhältnisses von Nichtlinearität und Dispersion, die Ordnung des Solitons bestimmt. Gilt  $N_{\text{sol}} = 1$ , so halten sich Dispersion und Nichtlinearität einander die Waage; ist jedoch  $N_{\text{sol}} > 1$ , so dominiert das nichtlineare Verhalten. Aus Gleichung (9.40) wird ersichtlich, daß ein Soliton  $N_{\text{sol}}$ -ter Ordnung die  $N_{\text{sol}}^2$ -fache Leistung des fundamentalen Solitons erster Ordnung benötigt. Ein weiterer, wesentlicher Unterschied besteht darin, daß sowohl die zeitliche Form als auch das optische Spektrum von Solitonen höherer Ordnung nicht absolut stabil sind. Vielmehr stellt sich entlang der Übertragungsstrecke ein periodisches Verhalten ein. Um dies zu veranschaulichen, ist in Abbildung 9.7 die Evolution der zeitlichen Pulsform

und des Spektrums von Solitonen verschiedener Ordnung mit fortschreitender Ortskoordinate gezeigt. Deutlich zu erkennen sind für  $N_{\text{sol}} > 1$  Phasen der Verschmälerung und der Verbreiterung. Physikalisch resultiert diese Propagationscharakteristik aus dem Wechselspiel von Selbstphasenmodulation und Dispersion: Aufgrund der Dominanz des nichtlinearen Verhaltens kommt es zunächst zu einer Aufweitung des optischen Signalspektrums, die sich durch vermittelnde Wirkung der Dispersion im Zeitbereich in einer initialen Pulskompression bemerkbar macht und somit durch Zunahme der Spitzenleistung zu einer Verstärkung der nichtlinearen SPM-Effizienz führt. Die hierdurch katalysierte weitere Aufweitung des Spektrums führt jedoch ab einem gewissen Grenzwert zu einer deutlichen Verstärkung der dispersiven Pulsaufweitung, so daß die Dispersion nun die dominierende Kraft wird und eine zeitliche Wiederaufweitung des Signalpulses einleitet. Wesentlich ist, daß sich gleichsam ebenfalls eine Reduktion des optischen Betragsspektrums einstellt. Im besonderen ergeben sich für  $z = L_{\text{per}}$  die ursprünglichen zeitlichen und spektralen Verläufe. Wie gezeigt werden kann, ist diese Periodenlänge für alle Solitonen höherer Ordnung identisch und beträgt [73]

$$L_{\text{per}} = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{T_{\text{p},0,\text{sol}}^2}{|\beta_2|}. \quad (9.41)$$

Bei einer Dispersion von  $\beta_2 = -20 \text{ ps}^2/\text{km}$ , entsprechend einer Standardfaser bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 1550 \text{ nm}$ , und einer Pulsdauer von  $T_{\text{p},0,\text{sol}} = 1 \text{ ps}$  ergibt sich  $L_{\text{per}} = 80 \text{ m}$ . Bei Erhöhung der Pulsdauer auf  $200 \text{ ps}$  vergrößert sich entsprechend die Periodenlänge auf  $L_{\text{per}} = 3200 \text{ km}$ .

Eine besonders bemerkenswerte Eigenschaft von Solitonen ist die Fähigkeit, geringfügige Perturbationen der idealen Pulsform des *sech* bzw. auch Abweichungen von ganzzahligen Ordnungen auszugleichen. Aus einer genauen Studie der GSG zeigt sich insbesondere, daß die Glasfaser eingespeiste *sech*-Signalpulse nicht-ganzzahliger Ordnung in echte Solitonen transformieren kann, solange nachstehende Bedingung erfüllt ist

$$N_{\text{sol}} > 0.5. \quad (9.42)$$

Wie ferner mit der inversen Streuungsmethode gezeigt werden kann, existieren auch im normalen Dispersionsbereich Eigenlösungen der GSG, die man als *dunkle Solitonen* (engl.: Dark Solitons) bezeichnet. Zur Abgrenzung benennt man die Solitonen des anomalen Dispersionsbereichs auch als *helle Solitonen* (engl.: Bright Solitons). Erstere können mathematisch wie folgt formuliert werden

$$A(0, \tau)_{\text{dsol}} := N_{\text{sol}} \cdot \tanh(\tau). \quad (9.43)$$



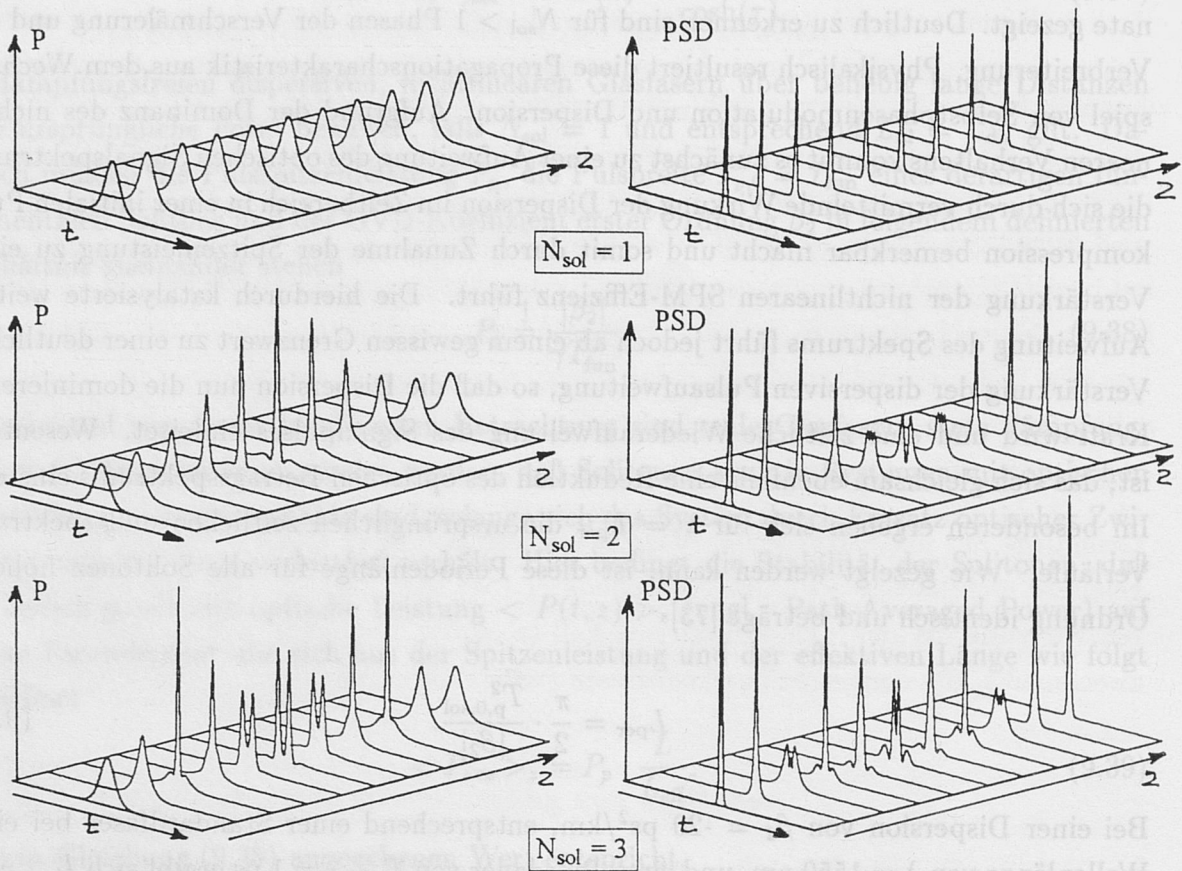


Abbildung 9.7: Zeitverläufe und Spektren von Solitonen unterschiedlicher Ordnungen

Im Gegensatz zum hellen Soliton ist das dunkle Soliton keine stabile Konzentration von Energie, sondern ein energetischer Einbruch determinierter Form gegenüber einer konstanten Umgebungsleistung. Entsprechend sind auch die Ausbreitungseigenschaften unterschiedlich. Für optische Übertragungssysteme werden dunkle Solitonen bislang jedoch nicht ausgenutzt.

Aufgrund des gleichberechtigten Wirkens von Nichtlinearität und chromatischer Dispersion, ist es bei der Modellierung des fundamentalen (hellen) Solitons unumgänglich, den simultanen Aufbau des SPM- und des Dispersionschirps zu berücksichtigen. Hierzu gehen wir folgt vor: Zunächst wird die Glasfaser als rein nichtlinear angesetzt. Mit den Gleichungen (9.11) und (9.21) läßt sich dann der nichtlineare Kreisfrequenzchirp  $\Delta\omega_{\text{SPM}}(t)$  berechnen, wobei die Spitzenleistung des Pulses gemäß Gleichung (9.38) zu wählen ist. Anschließend wird, *unabhängig vom nichtlinearen Ergebnis*, der ungechirpte *sech*-Eingangspuls in eine rein lineare Glasfaser derselben Länge gespeist. Mit Hilfe des Gleichungssystems (5.75) läßt sich nun, wie in Kapitel 5.4 für Gauß- und Supergaußpulse durchgeführt, der

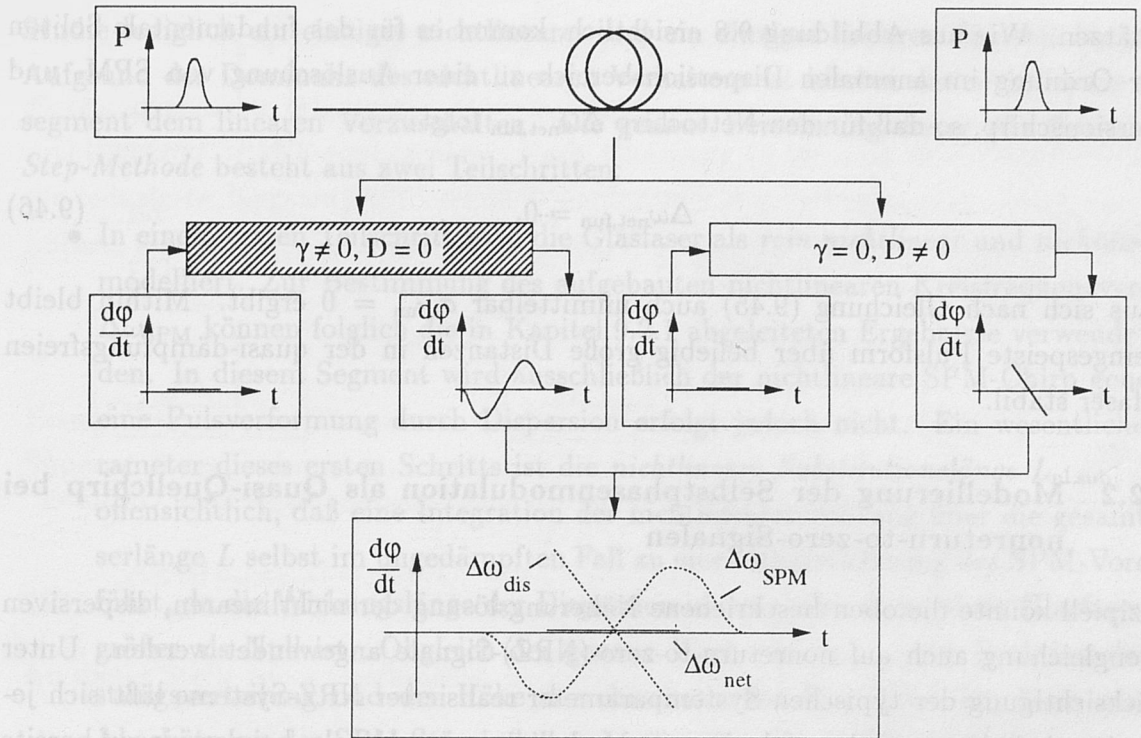


Abbildung 9.8: Modellierung des fundamentalen Solitons

Dispersionschirp  $\Delta\omega_{\text{dis}}$  nach Gleichung (5.101) berechnen. Die ermittelten Versätze sind qualitativ in Abbildung 9.8 eingezeichnet. Das gleichzeitige Wirken beider Effekte wird nun durch additive Überlagerung beider Chirparten berücksichtigt.

Zur Quantifizierung führen wir an dieser Stelle in einer zu Gleichung (5.126) analogen Definition den Nettochirp  $\Delta\omega_{\text{net}}$  ein, gemäß

$$\Delta\omega_{\text{net}} = \Delta\omega_{\text{SPM}} + \Delta\omega_{\text{dis}}. \quad (9.44)$$

Die sich einstellende spektrale Verbreiterung ergibt sich nun *nicht* unmittelbar aus dem SPM-Frequenzchirp sondern vielmehr aus dem Nettofrequenzchirp. Dadurch wird der Einfluß der chromatischen Dispersion auf die nichtlineare Generation neuer Frequenzkomponenten berücksichtigt. Im Gegensatz zu der in Kapitel 5.4.2 vorgestellten Modellierung der Ausbreitung eines quellseitig vorgechirpten NRZ-Pulses in linearen, dispersiven Glasfasern wird demnach zur Berechnung des Dispersionschirps der Puls als unverchirpt angesetzt, so daß die Dispersion unabhängig von der Nichtlinearität und damit gleichberechtigt wirkt.

Die zeitliche Pulsaufweitung  $\sigma_{t,\text{SMF}}$  läßt sich nun mit Hilfe von Gleichung (5.24) zu

$$\sigma_{t,\text{SMF}} \approx |\beta_2| L \cdot \text{MAX}_t \{ \Delta\omega_{\text{net}}(t) \} \quad (9.45)$$



abschätzen. Wie aus Abbildung 9.8 ersichtlich, kommt es für das fundamentale Soliton erster Ordnung im anomalen Dispersionsbereich zu einer Auslöschung von SPM- und Dispersionschirp, so daß für den Nettochirp  $\Delta\omega_{\text{net,fun}}$  folgt

$$\Delta\omega_{\text{net,fun}} = 0, \quad (9.46)$$

woraus sich nach Gleichung (9.45) auch unmittelbar  $\sigma_{\text{t,fun}} = 0$  ergibt. Mithin bleibt die eingespeiste Pulsform über beliebig große Distanzen in der quasi-dämpfungsfreien Glasfaser stabil.

### 9.2.2.2 Modellierung der Selbstphasenmodulation als Quasi-Quellchirp bei nonreturn-to-zero-Signalen

Prinzipiell könnte die oben beschriebene Näherungslösung der nichtlinearen, dispersiven Wellengleichung auch auf nonreturn-to-zero-(NRZ)-Signale angewendet werden. Unter Berücksichtigung der typischen Systemparameter realisierter NRZ-Systeme läßt sich jedoch eine einfachere und dennoch elegante Modellierung entwickeln, bei der wir auf bereits vorhandene Ergebnisse der linearen Pulsausbreitung zurückgreifen können. So wurde bereits aus Abbildung 8.4 ersichtlich, daß in praktischen NRZ-Systemen aufgrund der hohen Leistungspegel stets das nichtlineare Verhalten dominiert. Mathematisch kann dies durch nachstehende Ungleichung ausgedrückt werden

$$L_{\text{nl}} \ll L_{\text{dis}}, \quad (9.47)$$

die in der Nomenklatur der Solitonen durch die äquivalente Ungleichung

$$N_{\text{sol}}^2 \gg 1 \quad (9.48)$$

ersetzt werden kann. Physikalisch erfolgt demnach bei Ausbreitung eines Pulses durch die Selbstphasenmodulation zunächst eine spektrale Beeinflussung. Die eigentliche Wirkung der Dispersion wird erst relevant, falls diese nichtlineare Aufweitung einen Grenzwert überschreitet. Selbst bei Betrieb weit unterhalb der linearen Dispersionsgrenze ( $L \ll L_{\text{dis}}$  und  $L_{\text{nl}} < L$ ) kann durch eine erhebliche spektrale Ausdehnung die lineare Laufzeitverzögerung der nichtlinear erzeugten Spektralanteile den kritischen zeitlichen Grenzwert jedoch erreichen. Man kann in gewissem Rahmen folglich die nichtlineare Kapazitätsgrenze als eine SPM-induzierte Annäherung an die lineare Dispersionsgrenze verstehen.

Während bei der numerischen Simulation der Pulsausbreitung eine sehr hohe Anzahl rein linearer und rein nichtlinearer Einzelelemente verkettet werden, wird bei der analytischen

Studie lediglich ein einziges nichtlineares und ein einziges lineares Element kaskadiert. Aufgrund der Dominanz des nichtlinearen Verhaltens ist hierbei das nichtlineare Fasersegment dem linearen Vorzuschalten. Die genaue Berechnung dieser *Ein-Schritt-Split-Step-Methode* besteht aus zwei Teilschritten:

- In einem ersten Teilschritt wird die Glasfaser als *rein nichtlinear* und *nichtdispersiv* modelliert. Zur Bestimmung des aufgebauten nichtlinearen Kreisfrequenzversatzes  $\Delta\omega_{\text{SPM}}$  können folglich die in Kapitel 9.2.1 abgeleiteten Ergebnisse verwendet werden. In diesem Segment wird ausschließlich der nichtlineare SPM-Chirp generiert, eine Pulsverformung durch Dispersion erfolgt jedoch nicht. Ein wesentlicher Parameter dieses ersten Schritts ist die *nichtlineare Substitutionslänge*  $L_{\text{nl,sub}}$ : Es ist offensichtlich, daß eine Integration der nichtlinearen Störung über die gesamte Faserlänge  $L$  selbst im ungedämpften Fall zu einer Überschätzung des SPM-Vorchirps führt, da die Wirkungslänge der Dispersion in der realen dispersiven Glasfaser stets größer als Null ist. Obgleich der genaue Wert von  $L_{\text{nl,sub}}$  eine Funktion der Leistungsverteilung und der Höhe der chromatischen Dispersion ist, kann man zur Abschätzung des SPM-Störeinflusses in dämpfungsfreien Glasfasern

$$L_{\text{nl,sub}} \approx \frac{L}{2} \quad (9.49)$$

nähern. Diese Näherung wird plausibel, wenn man berücksichtigt, daß der nichtlineare Frequenzchirp in einem dämpfungsfreien System nach Gleichung (9.21) linear mit der Länge  $z$  zunimmt. Das eigentliche Problem liegt nun in der Bestimmung der ortsabhängigen Wichtungskoeffizienten  $W_{\text{SPM}}(z)$  dieses Chirps. Hierbei können wir lediglich für den am Faseranfang und den gegen Faserende aufgebauten SPM-Chirp die Koeffizienten zu  $W_{\text{SPM}}(z \approx 0) = 1$  respektive zu  $W_{\text{SPM}}(z \approx L) = 0$  festlegen. Unter der Annahme einer linear abfallenden Wichtung, gemäß

$$W_{\text{SPM}}(z) = \frac{L - z}{L} \quad (9.50)$$

erhalten wir unmittelbar die Substitutionslänge nach Gleichung (9.49).

- Im zweiten Teilschritt wird der so erhaltene nichtlinear-vorgechirpte Puls in ein *rein lineares, dispersives* Fasersegment eingespeist, so daß sich mit fortschreitender Übertragungslänge dem nichtlinearen Chirp der Dispersionschirp überlagert. Durch die verschiebende Kraftwirkung der Dispersion auf den resultierenden Nettochirp stellt sich dann die zeitliche Signalverformung ein.

Die einzelnen Schritte der oben beschriebenen Modellierung sind in Abbildung 9.9 nochmals grafisch veranschaulicht.



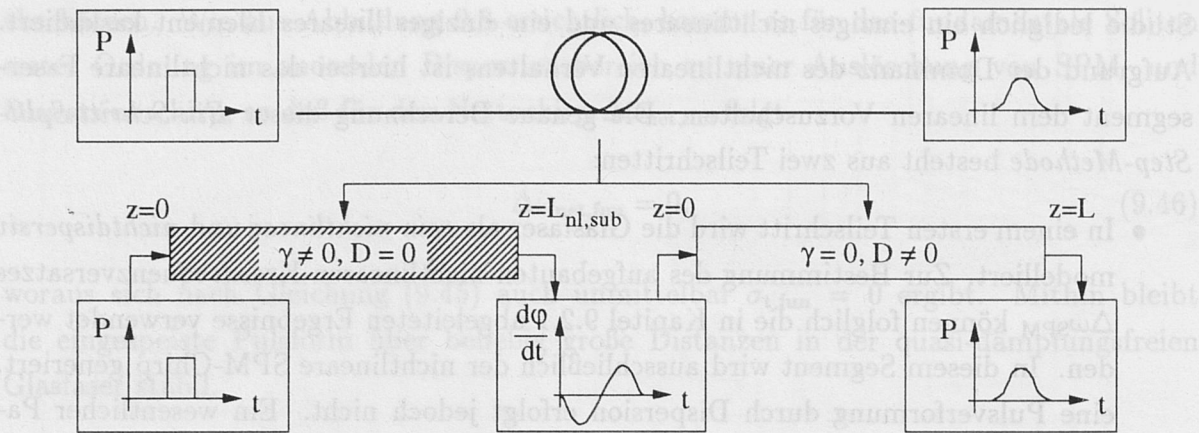


Abbildung 9.9: Mathematische Modellierung der nichtlinearen, dispersiven Glasfaser

Hieraus wird ersichtlich, daß der wesentliche Unterschied der Berechnung von NRZ-Signalen im Vergleich zu fundamentalen Solitonen in der räumlichen Trennung von nicht-linearem und linearem Verhalten liegt. Diese entspricht einer *Diskretisierung* des örtlich-verteilt aufgebauten SPM-Chirps zu einem *quasi-lokalen Quellchirp*. In Analogie zum Liniensbreitungsvergrößerungsfaktor  $\alpha_L$  können wir daher für die Selbstphasenmodulation den Chirpparameter  $C_{SPM}$  einführen. Obgleich dieser nichtlineare Vorchirp eine Funktion der Gesamtlänge  $L$  der betrachteten Übertragungsstrecke ist, ist lediglich ein nichtlinearer Gesamtchirp  $\Delta\omega_{SPM}(L)$  berechenbar, so daß die genaue Berücksichtigung der verteilten Interaktion von Dispersion und Nichtlinearität innerhalb der Distanz  $L$  nun nicht mehr erfolgen kann. Solitonen können daher mit diesem vereinfachten Modell nicht exakt beschrieben werden. Wie bei der in Kapitel 5.4 durchgeführten Perturbationslösung für lineare Glasfasern ist natürlich auch hier wieder die Gültigkeit der räumlichen Separierbarkeit von linearem und nichtlinearem Verhalten durch die Höhe der nichtlinearen Störung begrenzt.

### 9.3 Analytische Berechnung der Kapazitätsgrenzen intensitätsmodulierter Systeme

In den folgenden Kapiteln wird zur Quantifizierung der nichtlinearen Systemstörung durch die Selbstphasenmodulation die auftretende zeitliche Pulsaufweitung abgeschätzt. Des besseren Verständnis wegen beschränken wir uns zunächst auf die Betrachtung eines Übertragungssystems mit örtlich-verteilt optischer Verstärkung, so daß effektiv  $\alpha = 0$  gilt. Anschließend erfolgt der Übergang auf Systeme mit diskreter optischer Verstärkung.

### 9.3.1 Betrachtung von Systemen mit verteilter Verstärkung

Entsprechend der erläuterten Modellierung, berechnen wir zunächst den aufgebauten nichtlinearen SPM-Frequenzchirp. Nach Gleichung (9.16) und (9.17) erhalten wir für die reduzierte, langsam oszillierende Feldamplitude  $\mathcal{A}$  nach Propagation durch eine nichtlineare, nichtdispersive und dämpfungsfreie Glasfaser der Länge  $L$  den Ausdruck

$$\mathcal{A}_{\text{SPM}}(z = L_{\text{nl,sub}}, t) = \mathcal{A}(0, t) \cdot \exp \left\{ -j\gamma P_p L_{\text{nl,sub}} |\mathcal{A}(0, t)|^2 \right\}. \quad (9.51)$$

Ersetzen wir nun im Phasenterm den Zeitverlauf durch die Definitionsgleichung (5.59) des Supergauß der Ordnung  $m$ , so erhalten wir

$$\mathcal{A}_{\text{SPM}}(L_{\text{nl,sub}}, t) = \mathcal{A}(0, t) \cdot \exp \left\{ -j\gamma P_p L_{\text{nl,sub}} \exp \left( -2 \left[ \frac{t}{T_{p,0}} \right]^{2m} \right) \right\}. \quad (9.52)$$

An dieser Stelle ist es zweckmäßig, nachstehende Näherung einzuführen

$$\exp \left( -2 \left[ \frac{t}{T_{p,0}} \right]^{2m} \right) \approx 1 - 2 \cdot \left[ \frac{t}{T_{p,0}} \right]^{2m}. \quad (9.53)$$

Da sich der maximale Chirp aus Abbildung 9.5a stets für  $(t/T_{p,0}) < 1$  ergibt, folgt für den ersten vernachlässigten Term mit  $m > 1$

$$\left[ \frac{t}{T_{p,0}} \right]^{4m} \ll 1, \quad (9.54)$$

so daß die Näherung (9.53) zulässig ist. Mithin erhalten wir aus Gleichung (9.52)

$$\mathcal{A}_{\text{SPM}}(L_{\text{nl,sub}}, t) = \mathcal{A}(0, t) \cdot \exp \left\{ -j\gamma P_p L_{\text{nl,sub}} \left( 1 - 2 \left[ \frac{t}{T_{p,0}} \right]^{2m} \right) \right\} \quad (9.55)$$

$$= \bar{\mathcal{A}}(0, t) \cdot \exp \left\{ +j2\gamma P_p L_{\text{nl,sub}} \left[ \frac{t}{T_{p,0}} \right]^{2m} \right\}, \quad (9.56)$$

mit

$$\bar{\mathcal{A}}(0, t) = \mathcal{A}(0, t) \cdot \exp \left\{ -j\gamma P_p L_{\text{nl,sub}} \right\}. \quad (9.57)$$

Für den Frequenzchirp, der die Ausbreitungseigenschaften der Pulse bestimmt, ist jedoch lediglich der *zeitabhängige* Phasenchirp von Relevanz.

In Kapitel 5.4.2 hatten wir die Ausbreitung eines vorgechirpten Supergaußpulses in linearen, dispersiven Glasfasern untersucht. Hierbei wurde für die vorgechirpte, reduzierte,



langsam-oszillierende Feldamplitude  $\mathcal{A}$  bei  $z = 0$  folgende mathematische Formulierung angesetzt

$$\mathcal{A}(z = 0, t)_{\text{prechp}} = \mathcal{A}(0, t)_{\text{unchp}} \exp \left\{ +jC \left( \frac{t}{T_{p,0}} \right)^{2m} \right\}, \quad (9.58)$$

wobei  $C$  den Chirpparameter symbolisiert. Ein Vergleich von (9.56) und (9.58) führt zu dem Schluß, daß bezüglich der mathematischen Beschreibung des Frequenzchirps beide Gleichungen einander äquivalent sind, falls wir den SPM-Chirpparameter  $C_{\text{SPM}}$  wie folgt definieren

$$C_{\text{SPM}, \alpha=0} := 2\gamma P_p L_{\text{nl}, \text{sub}}. \quad (9.59)$$

Mit der Näherung (9.49) und Gleichung (9.19) ergibt sich dann

$$C_{\text{SPM}} = \gamma P_p L = \Delta\varphi_{\text{SPM}, \text{max}}. \quad (9.60)$$

Um Verständnisproblemen vorzubeugen, sei ausdrücklich darauf hingewiesen, daß zwar der eingeführte SPM-Chirpparameter keine Abhängigkeit von der exakten Pulsform aufweist; dennoch wird die genaue eingespeiste Pulsform mit dem Supergauß-Ansatz bereits eindeutig festgelegt.

Nach Gleichung (5.122) führt nun die Ausbreitung des nichtlinear vorgechirpten Pulses auf einer rein linearen Glasfaser der Länge  $L$  zu nachstehender zeitlicher Signalaufweitung

$$\frac{\sigma_{t, \text{sup}, \text{SMF}}}{\sigma_{t, 0}} = \left[ 1 + \frac{\Gamma\left(\frac{1}{2m}\right)}{\Gamma\left(\frac{3}{2m}\right)} \cdot \frac{(\gamma P_p L) \cdot (2\beta_2 L)}{T_{p,0}^2} + \frac{\Gamma\left(2 - \frac{1}{2m}\right)}{\Gamma\left(\frac{3}{2m}\right)} \cdot \frac{(1 + [\gamma P_p L]^2) \cdot (m2\beta_2 L)^2}{T_{p,0}^4} \right]^{1/2}, \quad (9.61)$$

wobei als Maß der zeitlichen Pulsweite am Fasereingang bzw. -ausgang wiederum das zeitliche Moment zweiter Ordnung  $\sigma_{t,0}$  respektive  $\sigma_{t, \text{sup}, \text{SMF}}$  verwendet wurde. Als Maß der maximal zulässigen Systemstörung verwenden wir nun die maximal tolerierbare Pulsverformung  $s_{\text{lim}}$

$$s_{\text{lim}} := \sigma_{t, \text{lim}} / \sigma_{t, 0}. \quad (9.62)$$

Mit Gleichung (9.60) und der Definitionsgleichung (5.94) kommen wir damit zu nachstehender Kapazitätsgrenze des verteilt-verstärkten, nichtlinearen und dispersiven Systems

$$s_{\text{lim}} = \left[ 1 + \frac{\Gamma\left(\frac{1}{2m}\right)}{\Gamma\left(\frac{3}{2m}\right)} \cdot \Delta\varphi_{\text{SPM}, \text{max}} D_{\text{norm}} + \frac{m^2 \Gamma\left(2 - \frac{1}{2m}\right)}{\Gamma\left(\frac{3}{2m}\right)} \cdot (1 + \Delta\varphi_{\text{SPM}, \text{max}}^2) \cdot D_{\text{norm}}^2 \right]^{1/2}. \quad (9.63)$$

Aus dieser Formulierung wird ersichtlich, daß die zeitliche Signalverformung aus dem Zusammenspiel des nichtlinearen und des linearen Chirps, charakterisiert durch  $\Delta\varphi_{\text{SPM,max}}$  respektive  $D_{\text{norm}}$ , resultiert.

### 9.3.2 Erweiterung auf Systeme mit diskreter Verstärkung

In Systemen, bei denen zum Ausgleich der Faserdämpfung optische Zwischenverstärker eingesetzt werden, ist die Näherungsgleichung (9.49) der nichtlinearen Ersatzlänge durch nachstehende Gleichung zu ersetzen

$$L_{\text{nl,sub}} \longrightarrow \frac{L_{\text{eff,tot}}}{2}. \quad (9.64)$$

wodurch sich der Chirpparameter zu

$$C_{\text{SPM},\alpha \neq 0} = \gamma P_p L_{\text{eff,tot}}. \quad (9.65)$$

ergibt. Um die physikalische Formulierung nach Gleichung (9.63) nun in eine systemtheoretische zu überführen, ist es zweckmäßig, die Pulsweite  $T_{p,0}$  durch den Systemparameter  $T_b$ , bzw. durch dessen Kehrwert  $B$  zu ersetzen. Nach Gleichung (5.61) gilt der Zusammenhang

$$\frac{1}{T_{p,0}} = 2 \cdot B \cdot \left( \frac{\ln 2}{2} \right)^{\frac{1}{2m}} \quad (9.66)$$

Die Substitution von (9.64) und (9.66) in Gleichung (9.63) ergibt schließlich die gesuchte Kapazitätsgrenze optisch-zwischenverstärkter, nichtlinearer, dispersiver Systeme

$$s_{\text{lim}} = \left[ 1 + f_1(m) \cdot \gamma P_p L_{\text{eff,tot}} \cdot \beta_2 B^2 L + f_2(m) \cdot (1 + [\gamma P_p L_{\text{eff,tot}}]^2) \cdot \beta_2^2 \cdot (B^2 L)^2 \right]^{1/2}, \quad (9.67)$$

wobei die zur Charakterisierung der spezifischen Pulsform eingeführten Funktionen  $f_1$  und  $f_2$  wie folgt definiert wurden

$$f_1(m) := \frac{\Gamma\left(\frac{1}{2m}\right)}{\Gamma\left(\frac{3}{2m}\right)} \cdot 8 \cdot \left( \frac{\ln 2}{2} \right)^{\frac{1}{m}} \quad (9.68)$$

$$f_2(m) := \frac{\Gamma\left(2 - \frac{1}{2m}\right)}{\Gamma\left(\frac{3}{2m}\right)} \cdot \left[ 8 \cdot m \cdot \left( \frac{\ln 2}{2} \right)^{\frac{1}{m}} \right]^2. \quad (9.69)$$

Im folgenden Kapitel wollen wir uns der Auswertung dieses Ergebnisses widmen.



## 9.4 Auswertung der Systemgrenzen

### 9.4.1 Einfluß der Pulsform

Wie bereits erläutert, ist der nichtlineare Chirpparameter  $C_{\text{SPM}}$  nicht von der spezifischen Pulsform abhängig. Vielmehr wird die Ordnungszahl  $m$  als Bestimmungsgröße der Interaktion von chromatischer Dispersion und Selbstphasenmodulation durch  $f_1(m)$  und  $f_2(m)$  berücksichtigt. Der Verlauf dieser Funktion bei Änderung der Ordnung  $m$  ist in Abbildung 9.10a respektive b aufgetragen. Wie deutlich zu erkennen, nimmt  $f_1$  für den Gaußpuls  $m = 1$  den geringsten Wert an. Beim Übergang zum Supergauß der Ordnung  $m = 2$  ergibt sich bereits mehr als eine Verdopplung des Funktionswertes. Erheblich stärker ist die Zunahme der Funktion  $f_2$  mit größerem  $m$ . Da  $f_1$  und  $f_2$  als Wichtungsfaktoren des SPM-Frequenzchirps  $C_{\text{SPM}}$  interpretiert werden können, ist der beobachtete Verlauf konsistent mit den Erwartungen einer stärkeren spektralen Aufweitung bei einer Zunahme der Ordnungszahl. Es sei bemerkt, daß sich zwischen numerischen Split-Step- und analytischen Ergebnissen für  $m \approx 1.4 \dots 1.5$  eine sehr gute Übereinstimmung ergibt.

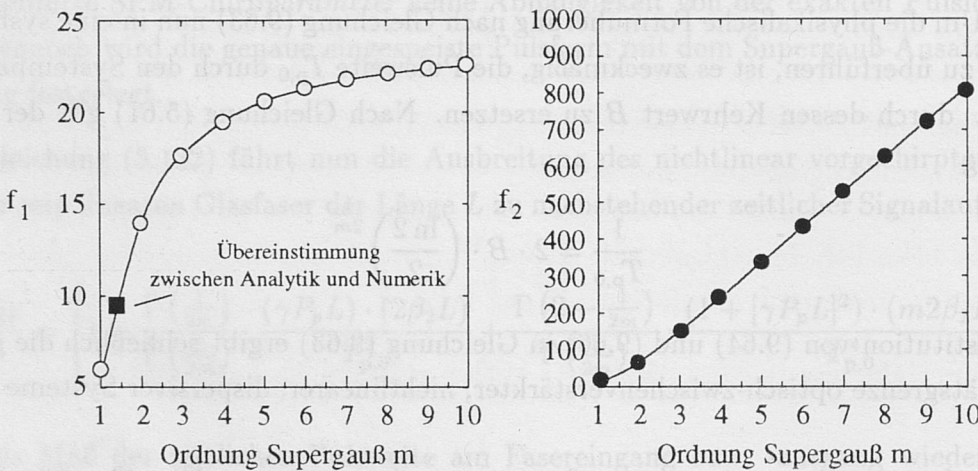


Abbildung 9.10: Abhängigkeit der Wichtungsfunktionen  $f_1$  und  $f_2$  von der Ordnung des Supergauß  $m$

### 9.4.2 Abhängigkeit von der Dispersion

Da es, anders als im normalen Dispersionsbereich, im anomalen Dispersionsregime zu einer Soliton-artigen, örtlich-transienten Pulscompression kommt, müssen für die einzelnen Bereiche unterschiedliche Bestimmungsgleichungen zur Abschätzung der nichtlinearen Systemgrenze abgeleitet werden. Die Diskussion der Gleichungen (9.67)-(9.69) erfolgt daher in den folgenden Kapiteln für jeden der Dispersionsbereiche.

### 9.4.2.1 - bei Übertragung im normalen Dispersionsbereich

Im normalen Dispersionsbereich gilt

$$\beta_2 > 0. \quad (9.70)$$

Da auch für die Funktionen  $f_1$  und  $f_2$  stets gilt  $f_1(m) > 0$  und  $f_2(m) > 0$ , folgt aus Gleichung (9.67) unmittelbar, daß es durch das Zusammenspiel von Selbstphasenmodulation und Dispersion ausschließlich zu einer *Pulsaufweitung* kommt. In Abbildung 9.11 ist exemplarisch die Evolution des Signalzeitverlaufs mit der Länge bei Propagation eines 10 Gbit/-Signals in einer dämpfungsfreien, nichtlinearen, normal-dispersiven Glasfaser dem rein linearen Fall vergleichend gegenübergestellt.

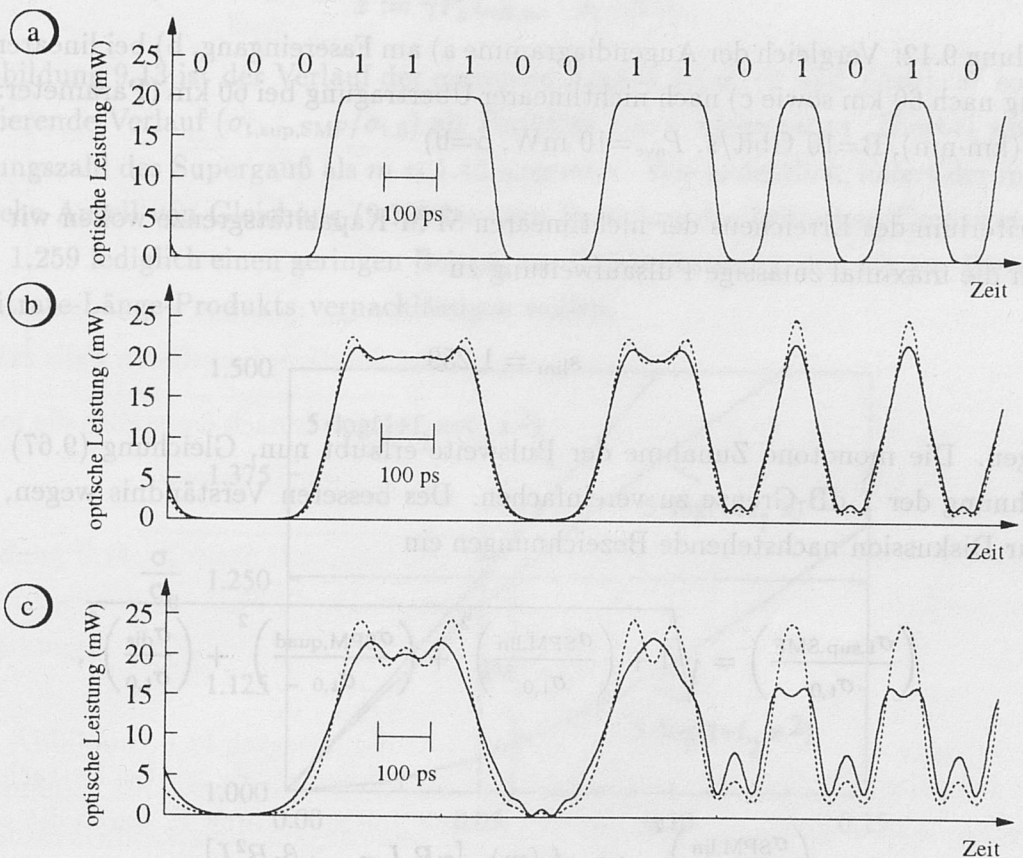


Abbildung 9.11: Vergleich der Signalverläufe des linearen (gestrichelt) und des nichtlinearen Falls (durchgezogen) in der normal-dispersiven Glasfaser: a) optisches Eingangssignal, b) nach 30 km und c) nach 60 km (Parameter:  $B=10$  Gbit/s,  $D_\lambda=-17$  ps/(km·nm),  $P_{\text{ave}}=10$  mW,  $\alpha=0$ )

Deutlich ist zu erkennen, daß durch den Einfluß der Nichtlinearität eine stärkere Beeinträchtigung der Systemperformance erfolgt, wobei singuläre EINSSEN die größte nichtlineare Pulsverformung erfahren. Entsprechend ergibt sich auch bei einer Länge von 60 km



im nichtlinearen Fall ein wesentlich höheres Penalty im Augendiagramm (siehe Abbildung 9.12).

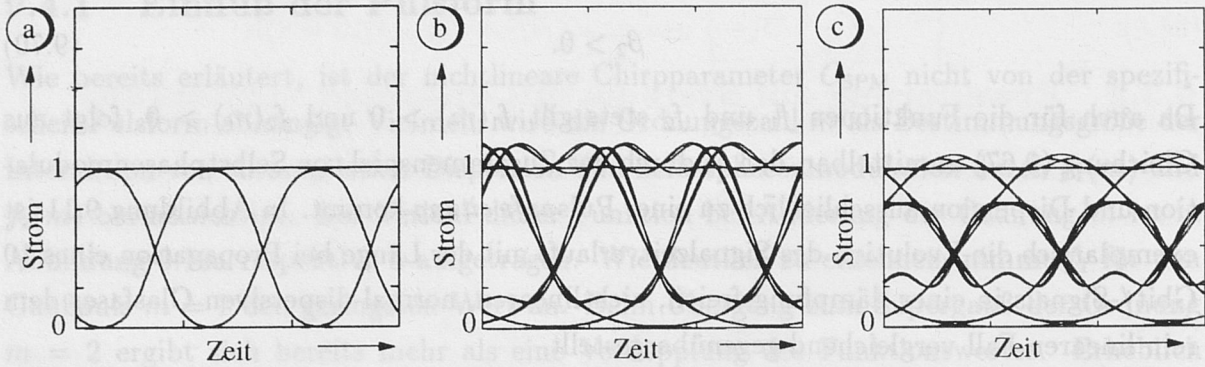


Abbildung 9.12: Vergleich der Augendiagramme a) am Fasereingang, b) bei linearer Übertragung nach 60 km sowie c) nach nichtlinearer Übertragung bei 60 km (Parameter:  $D_\lambda = -17$  ps/(km·nm),  $B = 10$  Gbit/s,  $P_{\text{ave}} = 10$  mW,  $\alpha = 0$ )

Als Kriterium des Erreichens der nichtlinearen SPM-Kapazitätsgrenze wollen wir im folgenden die maximal zulässige Pulsaufweitung zu

$$s_{\text{lim}} = 1.259 \quad (9.71)$$

festlegen. Die monotone Zunahme der Pulsweite erlaubt nun, Gleichung (9.67) für die Berechnung der 1 dB-Grenze zu vereinfachen. Des besseren Verständnisses wegen, führen wir zur Diskussion nachstehende Bezeichnungen ein

$$\left( \frac{\sigma_{t,\text{sup,SMF}}}{\sigma_{t,0}} \right) = \sqrt{1 + \left( \frac{\sigma_{\text{SPM,lin}}}{\sigma_{t,0}} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_{\text{SPM,quad}}}{\sigma_{t,0}} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_{\text{dis}}}{\sigma_{t,0}} \right)^2}, \quad (9.72)$$

mit

$$\left( \frac{\sigma_{\text{SPM,lin}}}{\sigma_{t,0}} \right)^2 := f_1(m) \cdot [\gamma P_p L_{\text{eff,tot}} \cdot \beta_2 B^2 L] \quad (9.73)$$

$$\left( \frac{\sigma_{\text{SPM,quad}}}{\sigma_{t,0}} \right)^2 := f_2(m) \cdot [\gamma P_p L_{\text{eff,tot}} \cdot (\beta_2 B^2 L)^2] \quad (9.74)$$

$$\left( \frac{\sigma_{\text{dis}}}{\sigma_{t,0}} \right)^2 := f_2(m) \cdot \beta_2^2 \cdot (B^2 L)^2. \quad (9.75)$$

Durch die vorgenommene Modellierung haben wir bereits festgelegt, daß die Gültigkeit der analytischen Beziehung (9.67) nur gültig ist, falls für die Solitonordnung  $N_{\text{sol}}^2 > 1$  gilt. In diesem eindeutig nichtlinearen Betriebsbereich ist der rein dispersive Einfluß auf die

Pulsverformung gegenüber der aus dem Wechselspiel von Nichtlinearität und Dispersion hervorgehenden vernachlässigbar. Es gilt daher näherungsweise

$$\left(\frac{\sigma_{\text{dis}}}{\sigma_{t,0}}\right) \approx 0. \quad (9.76)$$

Wir erhalten dann für die zeitliche Aufweitung aus Gleichung (9.72) nachstehenden Ausdruck

$$\left(\frac{\sigma_{t,\text{sup,SMF}}}{\sigma_{t,0}}\right)_{\sigma_{\text{dis}}^2 \rightarrow 0} = \sqrt{1 + f_1(m) \cdot x + f_2(m) \cdot x^2}, \quad (9.77)$$

mit

$$x := \gamma P_p L_{\text{eff,tot}} \cdot \beta_2 \cdot B^2 L. \quad (9.78)$$

In Abbildung 9.13 ist der Verlauf der einzelnen Anteile  $f_1(m) \cdot x$  und  $f_2(m) \cdot x^2$  sowie der resultierende Verlauf  $(\sigma_{t,\text{sup,SMF}}/\sigma_{t,0})$  als Funktion von  $x$  aufgetragen. Hierbei wurde die Ordnungszahl des Supergauß als  $m = 1.45$  angesetzt. Wie ersichtlich, liefert der in  $x$  quadratische Anteil von Gleichung (9.72) bis zum Erreichen des kritischen Grenzwertes von  $s_{\text{lim}} = 1.259$  lediglich einen geringen Beitrag zur Pulsverformung, den wir zur Berechnung des Bitrate-Länge-Produkts vernachlässigen wollen.

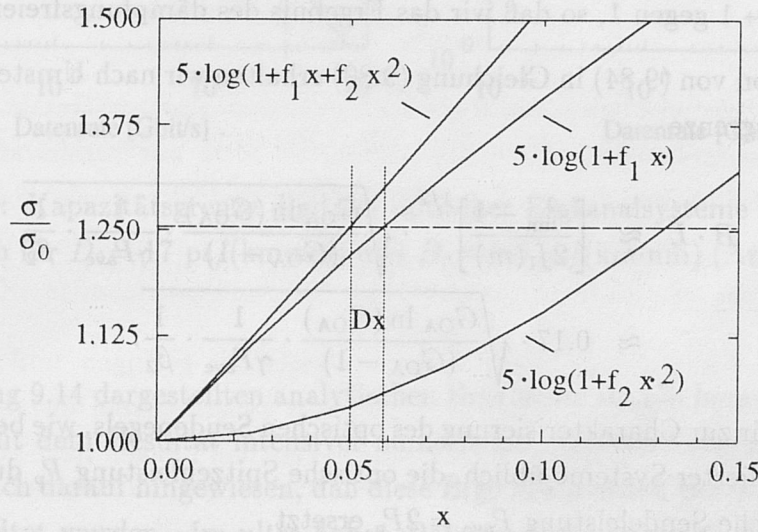


Abbildung 9.13: Diskussion der Einzelterme zur Berechnung der nichtlinearen SPM-Kapazitätsgrenze

Mithin vereinfacht sich Gleichung (9.72) zu

$$\left(\frac{\sigma_{t,\text{sup,SMF}}}{\sigma_{t,0}}\right)_{\sigma_{\text{dis}}^2 \rightarrow 0} \approx \sqrt{1 + \left(\frac{\sigma_{\text{SPM,lin}}}{\sigma_{t,0}}\right)^2} \quad (9.79)$$



$$\left( \frac{\sigma_{t,\text{sup,SMF}}}{\sigma_{t,0}} \right)_{\sigma_{\text{dis}}^2 \rightarrow 0} \approx \sqrt{1 + f_1(m) \cdot \gamma P_p L_{\text{eff,tot}} \cdot \beta_2 B^2 L}. \quad (9.80)$$

Um zu einer expliziten Formulierung des Bitrate-Länge-Produkts zu gelangen, nutzen wir nun die Definitionsgleichung (8.35) der gesamten effektiven Länge  $L_{\text{eff,tot}}$

$$L_{\text{eff,tot}} = \frac{L}{\Delta_{\text{OA}}} \cdot \frac{1 - \exp(-\alpha \Delta_{\text{OA}})}{\alpha}. \quad (9.81)$$

Da ferner für den Gewinn der optischen Zwischenverstärker gilt

$$G_{\text{OA}} = \exp(\alpha \Delta_{\text{OA}}), \quad (9.82)$$

ergibt sich durch Substitution in Gleichung (9.81) der Ausdruck

$$L_{\text{eff,tot}} = \frac{L}{\Delta_{\text{OA}}} \cdot \frac{1 - \exp(-\alpha \Delta_{\text{OA}})}{\alpha} = L \cdot \frac{1 - \frac{1}{G_{\text{OA}}}}{\ln(G_{\text{OA}})} \quad (9.83)$$

$$= L \cdot \frac{G_{\text{OA}} - 1}{G_{\text{OA}} \ln(G_{\text{OA}})}. \quad (9.84)$$

Wie leicht mit der Regel von Hopital zu zeigen, strebt der Quotient in der letzten Gleichung für  $G_{\text{OA}} \rightarrow 1$  gegen 1, so daß wir das Ergebnis des dämpfungsfreien Falls erhalten.

Nach Substitution von (9.84) in Gleichung (9.80) erhalten wir nach Umstellen die folgende SPM-Kapazitätsgrenze

$$B \cdot L \approx \left[ \frac{s_{\text{lim}}^2 - 1}{2f_1(m)} \right]^{1/2} \cdot \sqrt{\frac{G_{\text{OA}} \ln(G_{\text{OA}})}{(G_{\text{OA}} - 1)} \cdot \frac{1}{\gamma P_{\text{ave}}} \cdot \frac{1}{\beta_2}} \quad (9.85)$$

$$\approx 0.17 \cdot \sqrt{\frac{G_{\text{OA}} \ln(G_{\text{OA}})}{(G_{\text{OA}} - 1)} \cdot \frac{1}{\gamma P_{\text{ave}}} \cdot \frac{1}{\beta_2}}. \quad (9.86)$$

Hierbei haben wir zur Charakterisierung des optischen Sendepiegels, wie bei Betrachtungen intensitätsmodulierter Systeme üblich, die optische Spitzenleistung  $P_p$  durch die zeitlich-gemittelte optische Sendeleistung  $P_{\text{ave}} = 2P_p$  ersetzt.

Mit Gleichung (5.175) und dem entsprechenden  $\xi_{\text{dis}}$ -Parameter aus Kapitel 5.5 und Gleichung (9.86) ist es nun möglich, den realen Verlauf der Kapazitätsgrenzen asymptotisch zu geringen respektive zu hohen Leistungen anzunähern. Diese Grenzen sind in Abbildung 9.14 eingetragen für verteilte Verstärkung ausgewertet. Desweiteren wurde die nichtlineare Grenze für verschiedene optische Leistungspegel berechnet. Wie ersichtlich, führt eine Erhöhung der optischen Sendeleistung zu einer deutlichen Verringerung der erreichbaren Übertragungslänge. Desweiteren ist bei Betrieb nahe der linearen Dispersionsgrenze

(Punkt 1 in Abbildung 9.14) bereits ein geringer nichtlinearer Einfluß ausreichend, um die Systemgüte entscheidend zu degradieren, wohingegen das System bei Betrieb fernab der Dispersionsgrenze (siehe Punkt 2) bis zu höheren Pegeln das gestellte Gütekriterium erfüllt. Physikalisch wird dies unmittelbar verständlich, wenn man berücksichtigt, daß die Wirkung der chromatischen Dispersion auf das Sendespektrum im ersteren Fall bereits zu nicht vernachlässigbaren Laufzeitdifferenzen und folglich zu Pulsnebensprechen führt. Es genügt dann eine sehr geringe nichtlineare spektrale Aufweitung, um die kritischen Werte zu überschreiten.

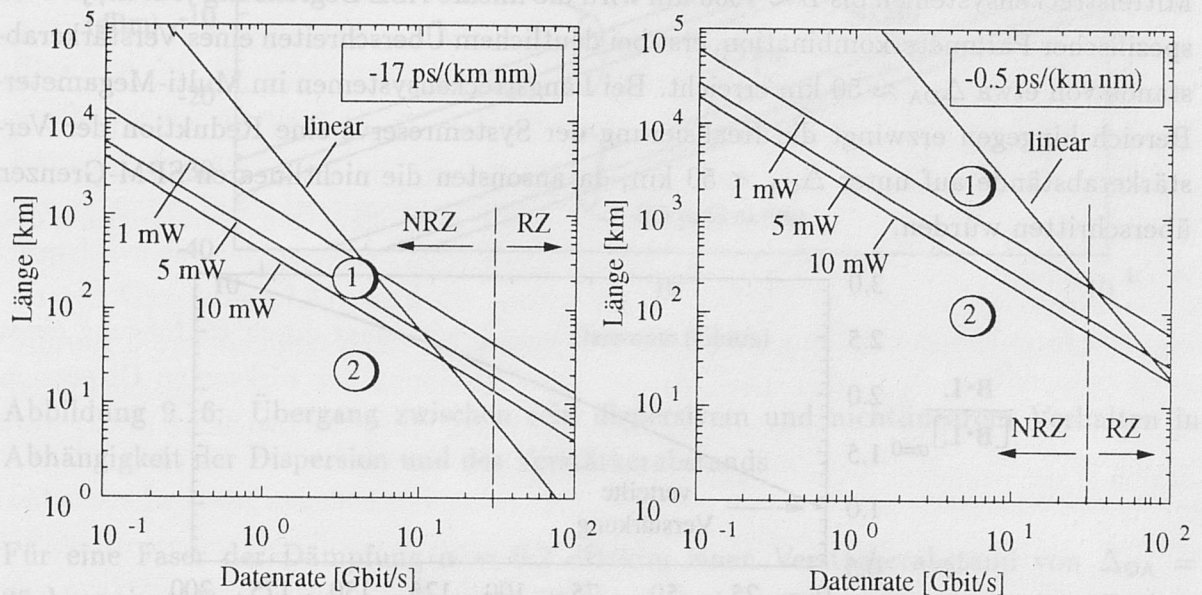


Abbildung 9.14: Kapazitätsgrenze digitaler optischer Einkanalsysteme im normalen Dispersionsbereich für  $D_\lambda = -17 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$  und  $D_\lambda = -0.5 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$  (Annahme: verteilte Verstärkung)

Die in Abbildung 9.14 dargestellten analytischen Ergebnisse sind in herausragender Übereinstimmung mit dem Resultat intensiver numerischer Untersuchungen [74]. Es sei jedoch ausdrücklich darauf hingewiesen, daß diese Ergebnisse durch Betrachtung von NRZ-Signalen abgeleitet wurden. Im ultra-hohen Datenbereich, oberhalb von 10 Gbit/s, ist diese Annahme nur erfüllt, falls das optische TDM-Signal durch elektrisches Multiplexen aus den elektrischen Kanälen gewonnen wurde. Aufgrund der technischen Anforderungen optisch-gemultiplexer Systeme ergeben sich bei letzteren jedoch RZ- anstelle von NRZ-Pulsen, so daß sich entsprechend der höheren Bandbreite ebenfalls andere Grenzen einstellen.

Die Abhängigkeit der nichtlinearen SPM-Kapazitätsgrenze vom Verstärkerabstand ist in Abbildung 9.15 aufgetragen. Man erkennt, daß die erreichbare Kapazität durch Erhöhung



des Verstärkerabstands  $\Delta_{OA}$  deutlich zunimmt, falls die optische Sendeleistung konstant gelassen wird. Dies ist insofern verständlich, als daß bei höherem Verstärkerabstand die nichtlinear aktive Länge  $L_{\text{eff,tot}}$  eine Verkürzung erfährt. Wie in Kapitel 6.3.2 gezeigt, führt jedoch eine Vergrößerung von  $\Delta_{OA}$  zu einem Anstieg des linearen Verstärkerrauschens (ASE). Um der hierdurch verursachten Degradation entgegenzuwirken, ist die mittlere optische Sendeleistung auf den Wert  $P_{\text{min}}$  nach Gleichung (6.56) zu erhöhen. Der maximale zulässige mittlere Pegel  $P_{\text{max}}$ , entsprechend dem maximal möglichen Verstärkerabstand  $\Delta_{OA,\text{max}}$ , ist durch Erreichen der nichtlinearen Grenze eingeschränkt. Bei Einkanal-Mittelstreckensystemen bis  $L \approx 1000$  km wird die lineare ASE Begrenzung jedoch, je nach spezifischer Parameterkombination, erst bei deutlichem Überschreiten eines Verstärkerabstands von etwa  $\Delta_{OA} \approx 50$  km erreicht. Bei Langstreckensystemen im Multi-Megameter-Bereich hingegen erzwingt die Realisierung der Systemreserve eine Reduktion der Verstärkerabstände auf unter  $\Delta_{OA} < 50$  km, da ansonsten die nichtlinearen SPM-Grenzen überschritten würden.

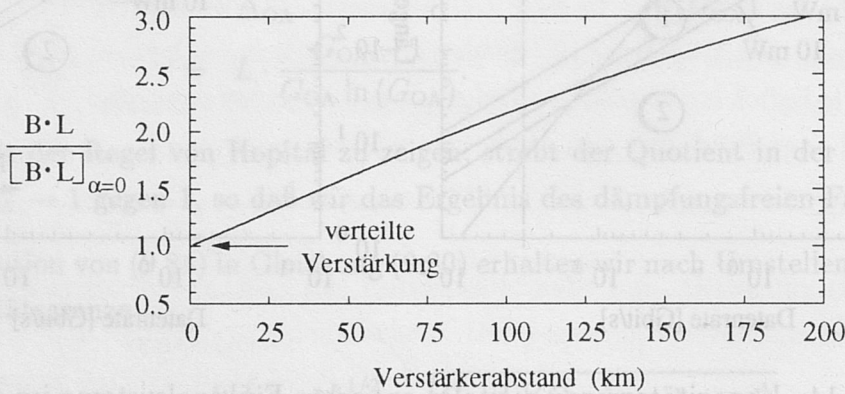


Abbildung 9.15: Einfluß des Verstärkerabstands auf die erreichbare Kapazitätsgrenze

Wir haben nun die Kapazitätsgrenze asymptotisch zu geringen und hohen Leistungen beschrieben. Zur Bestimmung des Übergangs zwischen rein dispersivem und dem nichtlinear-dispersiven Verhalten sind die entsprechenden Längen nach Gleichung (5.175) und (9.86) gleichzusetzen. Wir erhalten

$$L = \frac{77^2}{B^2} \cdot \frac{21.25}{\beta_2} \stackrel{!}{\approx} \frac{0.17}{B} \cdot \sqrt{\frac{G_{OA} \ln(G_{OA})}{(G_{OA} - 1)}} \cdot \frac{1}{\gamma P_{\text{ave,crit}}} \cdot \frac{1}{\beta_2} \quad (9.87)$$

$$\Rightarrow P_{\text{ave,crit}} = \left( \frac{0.17}{77^2} \right)^2 \frac{B^2 \beta_2}{\gamma \cdot 21.25^2} \cdot \frac{G_{OA} \ln(G_{OA})}{G_{OA} - 1}. \quad (9.88)$$

Diese Grenze ist für verschiedene Parameterkombinationen in Abbildung 9.16 aufgetragen. Man erkennt, daß der Übergang zum nichtlinearen Verhalten bei geringeren Datenraten

bereits bei geringeren Signalpegeln erfolgt als bei höheren Datenraten. Dennoch sind die sich ergebenden nichtlinearen Kapazitätsgrenzen, wie anhand von Abbildung 9.14 ersichtlich, bei höheren Bitraten weitaus niedriger.

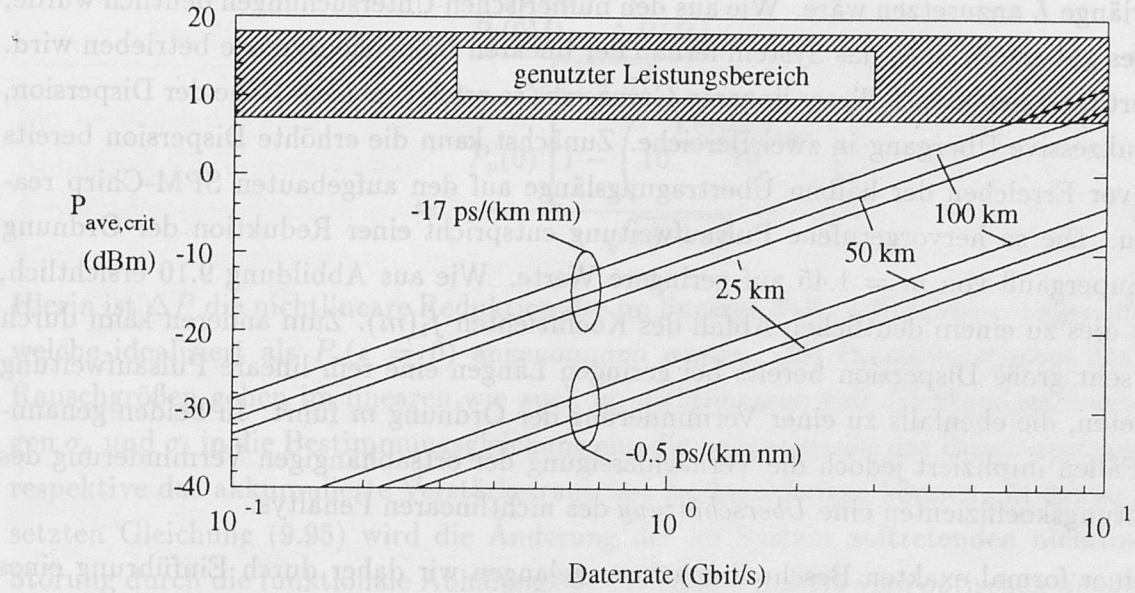


Abbildung 9.16: Übergang zwischen rein dispersivem und nichtlinearem Verhalten in Abhängigkeit der Dispersion und des Verstärkerabstands

Für eine Faser der Dämpfung  $\alpha = 0.2$  dB/km, einen Verstärkerabstand von  $\Delta_{OA} = 25$  km, einer Datenrate von  $B = 10$  Gbit/s und einen Dispersionsparameter  $D_\lambda = -0.5$  ps/(km·nm) erfolgt der Übergang von linearem zu nichtlinearem Verhalten demnach ungefähr bei einer Leistung von  $P_{ave} \approx -9$  dBm. Wir erhalten daraus für das Verhältnis von Linearitäts- zu Nichtlinearitätslänge mit den Gleichungen (8.38) und (8.39) den Ausdruck

$$\frac{L_{dis}}{L_{nl}} \approx 0.43, \quad (9.89)$$

was in guter Übereinstimmung zu veröffentlichten Ergebnissen steht [74]. Diese Konsistenz ist insofern erstaunlich, als daß im Übergangsbereich für das Verhältnis von Linearitäts- und Nichtlinearitätslänge gilt

$$N^2 = \frac{L_{dis}}{L_{nl}} < 1, \quad (9.90)$$

wodurch wir außerhalb des Gültigkeitsbereichs der Ausgangsgleichung (9.79) liegen. Zur Untersuchung dieses Widerspruchs wurde eine Vielzahl von Simulationen im Übergangsbereich durchgeführt. Es ergab sich stets eine gute Übereinstimmung numerischer und



analytischer Ergebnisse nach (9.88). Ausgangspunkt zur Klärung dieses formalen Widerspruchs ist Gleichung (9.49) bzw. (9.64): Zunächst hatten wir willkürlich festgelegt, daß als Näherungswert für die nichtlineare Substitutionslänge  $L_{\text{nl,sub}}$  die halbe physikalische Faserlänge  $L$  anzusetzen wäre. Wie aus den numerischen Untersuchungen deutlich wurde, ist dies gut erfüllt, falls das System fernab der linearen Dispersionsgrenze betrieben wird. Nähert man sich jedoch dieser linearen Grenze an, so erfolgt, je nach Höhe der Dispersion, der sukzessive Übergang in zwei Bereiche. Zunächst kann die erhöhte Dispersion bereits weit vor Erreichen der halben Übertragungslänge auf den aufgebauten SPM-Chirp reagieren. Die so hervorgerufene Pulsaufweitung entspricht einer Reduktion der Ordnung des Supergauß von  $m = 1.45$  auf geringere Werte. Wie aus Abbildung 9.10 ersichtlich, führt dies zu einem deutlichen Abfall des Koeffizienten  $f_1(m)$ . Zum anderen kann durch eine sehr große Dispersion bereits bei geringen Längen eine rein lineare Pulsaufweitung eintreten, die ebenfalls zu einer Verminderung der Ordnung  $m$  führt. In beiden genannten Fällen impliziert jedoch die Vernachlässigung der ortsabhängigen Verminderung des Wichtungskoeffizienten eine *Überschätzung* des nichtlinearen Penaltys.

Zu einer formal exakten Beschreibungsform gelangen wir daher durch Einführung eines SPM-Chirp-Wichtungsfaktors  $\eta_{\text{SPM}}$ , der bei einer Erhöhung der wirksamen Dispersion zu einer Verringerung des SPM-Chirpparameters  $C_{\text{SPM}}$  führt. In Gleichung (9.65) wäre demnach nachstehende Substitution durchzuführen

$$C_{\text{SPM}} \longrightarrow W_{\text{SPM}} \cdot C_{\text{SPM}}, \quad (9.91)$$

mit

$$W_{\text{SPM}} = f(L_{\text{dis}}/L_{\text{nl}}). \quad (9.92)$$

Wie jedoch eindeutig aus den Simulationen hervorging, ist die formal strenggenommen unzulässige Vernachlässigung des rein linearen Verformungsterms  $\sigma_{\text{dis}}^2$  dadurch zu rechtfertigen, daß die Überschätzung des nichtlinearen Chirps mit  $W_{\text{SPM}} = \text{const} = 1$  zu nahezu identischen 1 dB-Grenzwerten führt wie die formal exakte Berechnung von Dispersion und gewichteter Nichtlinearität. Bei der Überlagerung voneinander unabhängiger Rauschquellen, analog zu Gleichung (9.72), wäre eine solche Kompensation der Effekte rein zufällig. Im betrachteten Fall jedoch handelt es sich um deterministische Pulsverformungen, die miteinander gekoppelt sind, da der nichtlineare Störterm  $\sigma_{\text{SPM,lin}}^2$  erst aus dem Zusammenspiel von Dispersion und Selbstphasenmodulation entsteht. Mithin können wir zur Quantifizierung der SPM-Kapazitätsgrenze im normalen Dispersionsbereich bis zum eindeutig linearen Bereich Gleichung (9.86) verwenden.

Da die Selbstphasenmodulation in dispersiven Glasfasern zu einer deterministischen Pulsverformung führt, kann der  $Q_{\text{el}}$ -Faktor näherungsweise wie folgt aus dem SPM-Penalty

berechnet werden

$$Q_{\text{el}} \approx \frac{P_p(z=0) - \Delta P}{\sqrt{\sigma_a^2 + \sigma_b^2}} \quad (9.93)$$

$$\approx \frac{P_p(0) [1 - \Delta P / P_p]}{\sqrt{\sigma_a^2 + \sigma_b^2}} \quad (9.94)$$

$$\approx \frac{P_p(0) \left[ 1 - \left( 10^{\frac{\text{Penalty}_{\text{SPM}}}{10}} \right) \right]}{\sqrt{\sigma_a^2 + \sigma_b^2}}. \quad (9.95)$$

Hierin ist  $\Delta P$  die nichtlineare Reduktion der im linearen Fall vorhandenen Augenöffnung, welche idealisiert als  $P_p(z=0)$  angenommen wurde. Als charakteristisches Maß der Rauschgrößen gehen im linearen wie auch im nichtlinearen Fall die Standardabweichungen  $\sigma_a$  und  $\sigma_b$  in die Bestimmungsgleichung ein, die beispielsweise das Empfängerrauschen respektive das akkumulierte Verstärkerrauschen berücksichtigen können. In der so angesetzten Gleichung (9.95) wird die Änderung der im System auftretenden nichtlinearen Störung durch die funktionale Abhängigkeit des SPM-Penaltys vom optischen *Sendepiegel* berücksichtigt<sup>3</sup>.

Um den genauen Verlauf von  $Q_{\text{el}}$  und schließlich der Bitfehlerratenkurve als Funktion der optischen Leistung angeben zu können, ist es wichtig, nicht nur eine punktuelle Anpassung der auftretenden nichtlinearen Systemstörung bei der 1dB-Grenze vorzunehmen, sondern den exakten qualitativen Verlauf des Penaltys als Funktion der Leistung und der Übertragungslänge möglichst gut analytisch anzunähern. Hier zeigt sich, daß im eindeutig nichtlinearen, geringfügig normal-dispersiven Bereich eine Beschreibung der Pulsaufweitung gemäß Gleichung (9.80) zu einer guten Übereinstimmung numerischer und analytischer Penaltyverläufe führt.

Unter Berücksichtigung der unmittelbaren Proportionalität zwischen Pulsaufweitung und Reduktion der Augenöffnung können wir das SPM-Penalty wie folgt definieren

$$\text{Penalty}_{\text{SPM}} := 10 \log \left\{ \frac{\sigma_{t,\text{sup,SMF}}}{\sigma_{t,0}} \right\}. \quad (9.96)$$

Mit Gleichung (9.80) erhalten wir für den betrachteten Bereich

$$\text{Penalty}_{\text{SPM}} = 5 \log \left\{ 1 + f_1(m) \cdot \gamma P_p \frac{1 - \exp(-\alpha \Delta_{\text{OA}})}{\alpha \cdot \Delta_{\text{OA}}} \cdot \beta_2 (B \cdot L)^2 \right\}. \quad (9.97)$$

<sup>3</sup>siehe hierzu auch Ausführungen in Kapitel 3.3



Während, wie oben erläutert, der 1 dB-Punkt auch bei Zunahme der chromatischen Dispersion gut durch Gleichung (9.86) bzw. (9.97) quantifizierbar war, zeigt sich jedoch bei höheren Dispersionswerten eine deutliche qualitative Abweichung der numerischen und analytischen Penaltyverläufe.

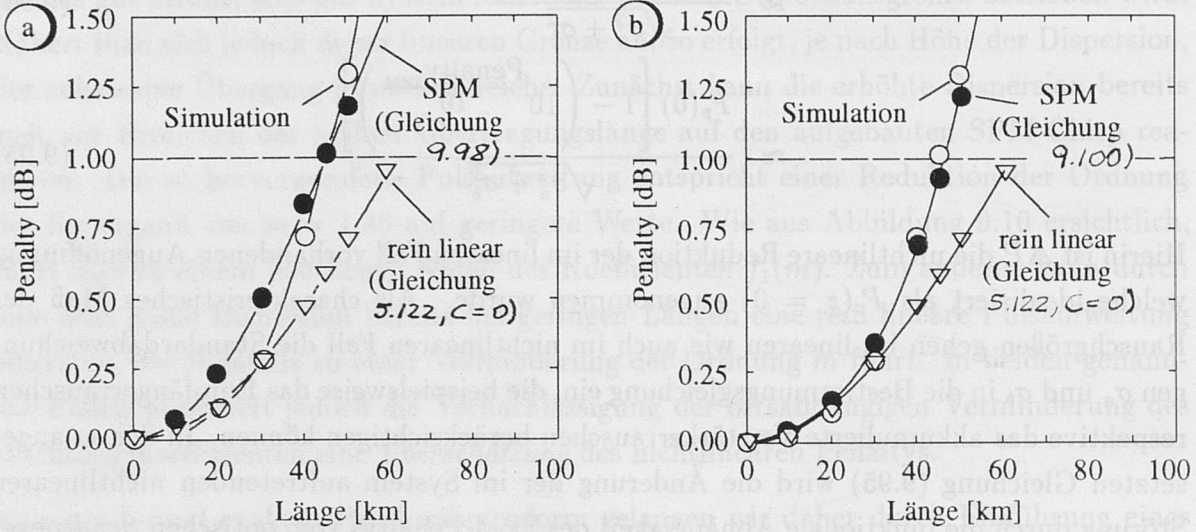


Abbildung 9.17: Vergleich unterschiedlicher analytischer SPM-Penaltydefinitionen mit dem numerisch ermittelten Verlauf (Parameter:  $B = 10$  Gbit/s,  $\beta_2 = 20$  ps<sup>2</sup>/km)

Um zu einer verbesserten Beschreibung zu gelangen, ist es erforderlich, die Gleichungen (9.72)-(9.75) noch eingehender zu untersuchen. Im besonderen ist hierbei zu berücksichtigen, daß das Produkt von Datenrate  $\cdot \sqrt{\text{Dispersion}}$  in die Varianz  $\sigma_{\text{SPM,lin}}^2$  linear und in die Varianz  $\sigma_{\text{SPM,quad}}^2$  in quadratischer Form eingeht. Folglich gewinnt  $\sigma_{\text{SPM,quad}}^2$  bei Erhöhung des Produkts  $B^2 \cdot \beta_2$  gegenüber  $\sigma_{\text{SPM,lin}}$  zunehmend an Bedeutung. Dieser Tendenz entsprechend, vernachlässigen wir zunächst im Ansatz des SPM-Penaltys für höhere Werte von  $B^2 \beta_2$  den Anteil  $\sigma_{\text{SPM,lin}}^2 / \sigma_{t,0}$ . Damit erhalten wir

$$\text{Penalty}_{\text{SPM}} = 5 \log \left\{ 1 + f_2(m) \cdot (1 + [\gamma P_p L_{\text{eff,tot}}]^2) \cdot \beta_2^2 \cdot (B^2 L)^2 \right\}. \quad (9.98)$$

Der Verlauf dieser Funktion ist zusätzlich für die entsprechenden Parameter in Abbildung 9.17a eingetragen. Wie zu erkennen, führt die Vernachlässigung der Varianz  $\sigma_{\text{SPM,lin}}^2$  nun quantitativ zu einer *Unterschätzung* des auftretenden Penaltys im Vergleich zu den numerisch ermittelten Werten. Zugleich wird jedoch die qualitative Abhängigkeit relativ gut nachgebildet. Zur Kompensation dieser Unterschätzung führen wir nachstehende Näherung durch

$$5 \log(1 + x) = \frac{5}{\ln(10)} \cdot \ln(1 + x) \approx 2.17 \cdot x, \quad (9.99)$$

deren Gültigkeitsbereich durch die Forderung  $x \ll 1$  bestimmt ist. Bei Annäherung an  $x = 1$  führt diese Näherung zu einer *Überschätzung* von  $x$ , die wir zur Kompensation nutzen wollen. Mithin verwenden wir als Ansatz des SPM-Penaltys nun die Beziehung

$$\text{Penalty}_{\text{SPM}} \approx 2.17 \cdot \{f_2(m) \cdot (1 + [\gamma P_p L_{\text{eff,tot}}]^2) \cdot \beta_2^2 \cdot (B^2 L)^2\}. \quad (9.100)$$

Ein Vergleich des nach (9.100) berechneten Verlaufs mit dem numerischen Ergebnis ist in Abbildung 9.17b gezeigt. Wiederum wurde für  $m = 1.45$  gewählt. Wie ersichtlich, ergibt sich eine außerordentlich gute Übereinstimmung, so daß es zweckmäßig ist, im Bereich höherer Dispersionswerte zur Berechnung des  $Q_{\text{el}}$ -Faktors von Gleichung (9.100) Gebrauch zu machen.

Zur vollständigen Beschreibung der deterministischen Interaktion von Selbstphasenmodulation und normaler Dispersion ist es nun noch erforderlich, quantitativ den Übergang von *niedriger* zu *hoher* Dispersion zu bestimmen und damit die Geltungsbereiche der Gleichungen (9.97) und (9.100) voneinander abzugrenzen. Hierzu stellen wir die nichtlineare Varianz  $\sigma_{\text{SPM,lin}}^2$  und die lineare Varianz  $\sigma_{\text{dis}}^2$  vergleichend einander gegenüber: Ergibt sich bei geringen Übertragungslängen bereits ein Penalty, ausschließlich aufgrund der linearen chromatischen Dispersion, so befinden wir uns im Gültigkeitsbereich von Gleichung (9.97). Mathematisch ist dieser Bereich durch die Beziehung

$$\frac{\sigma_{\text{dis}}^2}{\sigma_{\text{SPM,lin}}^2} \approx 1 \quad (9.101)$$

beschrieben, wobei wir lediglich dieselbe Größenordnung verlangen. Liegt hingegen die nichtlineare Varianz um eine oder mehrere Größenordnungen über der linearen Varianz, so befinden wir uns im Gültigkeitsbereich von Gleichung (9.100). Mit (9.73) und (9.75) geht die Bedingung (9.101) in nachstehende Forderung über

$$\frac{\sigma_{\text{dis}}^2}{\sigma_{\text{SPM,lin}}^2} \approx \frac{f_2(m)}{f_1(m)} \cdot \frac{\beta_2 B^2}{\gamma P_p} \cdot \frac{\alpha \Delta_{\text{OA}}}{1 - \exp(-\alpha \Delta_{\text{OA}})}, \quad (9.102)$$

woraus wir durch Umformung für das Produkt  $B \cdot \sqrt{\beta_2}$  erhalten

$$B \cdot \sqrt{\beta_2} \approx \sqrt{2 \cdot \frac{f_1(m)}{f_2(m)} \cdot \gamma P_{\text{ave}}} \approx 0.77 \sqrt{\gamma P_{\text{ave}} \cdot \frac{\alpha \Delta_{\text{OA}}}{1 - \exp(-\alpha \Delta_{\text{OA}})}}, \quad (9.103)$$

wobei die letzte Identität für Supergaußpulse der Ordnung  $m = 1.45$  gültig ist.

Im praktisch genutzten Leistungsbereich von  $P_{\text{ave}} = 0 \text{ dBm} \dots 10 \text{ dBm}$  liegt der rechte Gleichungsterm stets in derselben Größenordnung (siehe schraffiert gekennzeichneten Be-



reich in Abbildung 9.18). Trägt man nun die rechte Gleichungsseite für einen gegebenen Dispersionswert als Funktion der Datenrate auf, so lassen sich die Gültigkeitsbereiche der Definitionsgleichungen (9.97) und (9.100) grafisch voneinander abgrenzen. Für die beiden Extremfälle einer Glasfaser der Dispersion  $D_\lambda = -17 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$  und der dispersionsverschobenen-(DS)-Faser mit  $D_\lambda \approx -0.5 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$  ist das Ergebnis der rechten Gleichungsseite zusätzlich in Abbildung 9.18 eingetragen. Der Vollständigkeit halber sei bemerkt, daß die Ergebnisse von Abbildung 9.18 und 9.16 nahezu einander äquivalent sind.

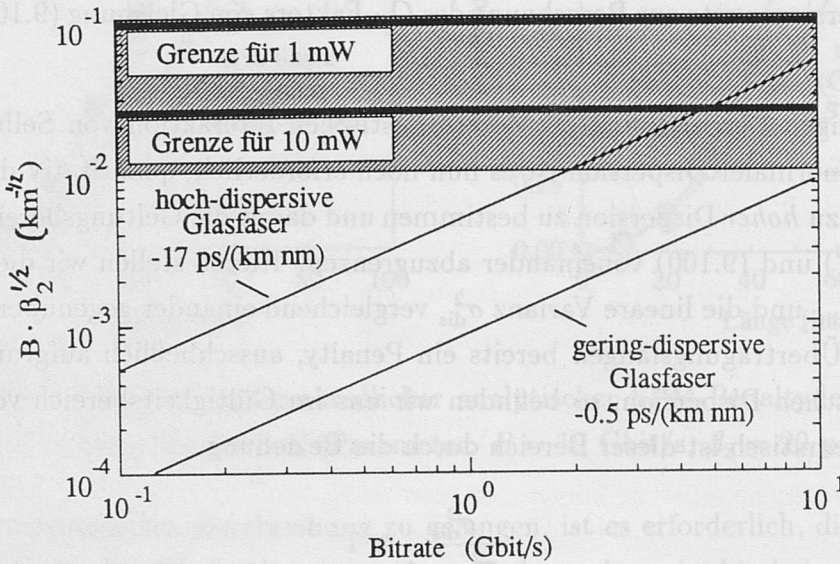


Abbildung 9.18: Abgrenzung der Gültigkeitsbereiche von Gleichung (9.97) und (9.100)

Wie ersichtlich, ist bei Verwendung von DS-Fasern bis zu Datenraten im Bereich von  $B=10 \text{ Gbit/s}$  Gleichung (9.97) als Beschreibung des Penaltys gültig. Bei Verwendung der hoch-dispersiven Glasfaser sind jedoch zwei Fälle zu unterscheiden: Liegt die Datenrate unterhalb von etwa  $B=1 \text{ Gbit/s}$ , so ist Gleichung (9.97) für eine vollständige Beschreibung der Bitfehlerratenkurve anzusetzen, während im  $\text{Gbit/s}$ -Bereich und darüber hinaus Gleichung (9.100) zur Berechnung vorzuziehen ist. Es sei jedoch nochmals betont, daß zur Quantifizierung der 1 dB-Kapazitätsgrenze im normalen Dispersionsbereich stets Gleichung (9.86) herangezogen werden kann.

Für den  $Q_{\text{el}}$ -Faktor nach (9.95) ergibt sich dann mit (9.97) für gering-dispersive Glasfasern der Ausdruck

$$Q_{\text{el}} \approx \frac{2P_{\text{ave}} \left[ 1 - \left( \sqrt{1 + 2f_1(m) \cdot \gamma P_{\text{ave}} \cdot \frac{1 - \exp(-\alpha \Delta_{\text{OA}})}{\alpha \Delta_{\text{OA}}} \cdot \beta_2 (B \cdot L)^2} - 1 \right) \right]}{\sqrt{\sigma_a^2 + \sigma_b^2}}. \quad (9.104)$$

Treten in dem untersuchten System nur geringe nichtlineare Penaltys auf, so läßt sich Gleichung (9.104) mit der Näherung

$$\sqrt{1+x} \approx 1 + \frac{x}{2} \quad (9.105)$$

wie folgt umschreiben

$$Q_{\text{el}}|_{(B^2\beta_2 \rightarrow 0)} \approx \frac{2P_{\text{ave}} \left[ 1 - f_1(m) \cdot \gamma P_{\text{ave}} \cdot \frac{1 - \exp(-\alpha \Delta_{\text{OA}})}{\alpha \Delta_{\text{OA}}} \cdot \beta_2 (B \cdot L)^2 \right]}{\sqrt{\sigma_a^2 + \sigma_b^2}}. \quad (9.106)$$

Im höher-dispersiven Bereich ergibt sich mit (9.100) folgender Ausdruck

$$Q_{\text{el}}|_{(B^2\beta_2 \gg 0)} \approx \frac{2P_{\text{ave}} \left[ 1 - 10^{0.217 \cdot \left\{ f_2(m) \cdot \left( 1 + [\gamma 2P_{\text{ave}} L_{\text{eff,tot}}]^2 \right) \cdot (\beta_2 B^2 L)^2 \right\}} \right]}{\sqrt{\sigma_a^2 + \sigma_b^2}}. \quad (9.107)$$

Mit Gleichung (3.18) lassen sich dann aus den berechneten  $Q_{\text{el}}$ -Faktoren die Bitfehlerratenkurven ermitteln. Die qualitative Beeinflussung der Fehlerrate als Funktion der optischen Leistung ist in Abbildung 9.19 eingetragen. Wie man anhand von Gleichung (9.104) erkennt, erfolgt für geringe Penaltys lediglich eine Parallelverschiebung der mit Hilfe einer linearen Back-to-Back-(BTB)-Messung aufgenommenen Referenz-Bitfehlerratenkurve. Erfordert jedoch bereits die Referenzmessung relativ hohe Signalpegel zur Erreichung der geforderten Bitfehlerrate, so führt das Zuschalten der Lichtwellenleiter zu erheblichen nichtlinearen Penaltys. Da sich bei höheren Leistungswerten entsprechend größere SPM-Penaltys ergeben, die sich nach Maßgabe von Gleichung (9.104) bzw. (9.107) in einer entsprechenden Reduktion des  $Q_{\text{el}}$ -Faktors bemerkbar machen, kommt es zu einer Krümmung der Fehlerratenkurve bzw. zu einer Anhebung des erreichbaren BER-Floors (siehe Abbildung 9.19). Im Extremfall kann dadurch das erforderliche Gütekriterium eines spezifischen Übertragungssystems nicht mehr erfüllt werden.

Während wir in Kapitel 8.4 den Nichtlinearitätsgrad eines Übertragungssystems ausschließlich mit Hilfe der effektiven Fläche  $A_{\text{eff}}$  bzw. des Nichtlinearitätskoeffizienten  $\gamma$ , des optischen Pegels  $P_{\text{ave}}$  und der gesamten effektiven Länge  $L_{\text{eff,tot}}$  abgeschätzt haben, wurde in diesem Kapitel die Analyse weiter verfeinert. Hierbei wurde deutlich, daß der Betrag der Faserdispersion  $D_\lambda$  bzw. des GVD-Koeffizienten  $\beta_2$  sowie die Datenrate  $B$  des Systems als weitere wichtige Bestimmungsgrößen der effektiven nichtlinearen SPM-Kapazitätsgrenze mit in die Berechnung eingehen. Wir wollen uns nun der Diskussion der Übertragung in gering-dispersiven, nichtlinearen Lichtwellenleitern widmen.



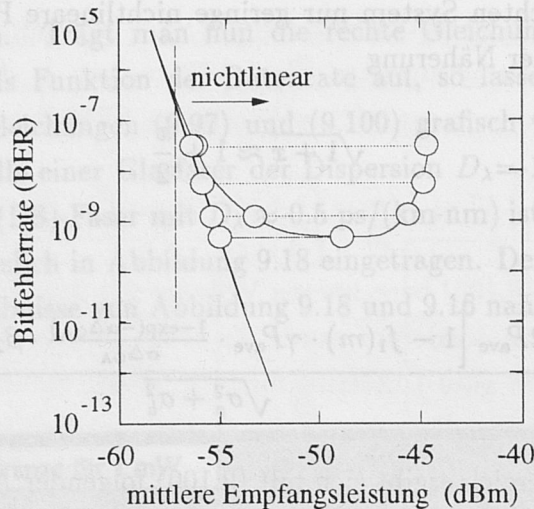


Abbildung 9.19: Qualitative Darstellung des Einflusses der Selbstphasenmodulation auf die erreichbare Systemperformance

#### 9.4.2.2 - bei Übertragung nahe des Dispersionsminimums

Unter Berücksichtigung der spezifischen geo- und demographischen Randbedingungen kann für innereuropäische optische Einkanalübertragungssysteme die *Maximierung der Gesamtdatenrate* als eine der zentralen Zielvorgaben definiert werden. Die zu überbrückende Distanz sollte hierbei im Bereich einiger 100 km, maximal jedoch bei etwa 1000 km (1 Mm) liegen. Einen besonderen Forschungsschwerpunkt bilden daher Übertragungskonzepte mit Datenraten von  $B=40 \text{ Gbit/s}$ <sup>4</sup> bzw. sogar darüber hinaus von  $B=100 \text{ Gbit/s}$ . Wie sich anhand von Gleichung (9.86) bzw. aus Abbildung 9.14 unmittelbar ersehen läßt, bedingt die Realisierung derartig hoher Bitraten eine Reduktion der effektiv wirksamen Dispersion auf nahezu  $D_\lambda \approx 0$ .

Motiviert durch rein lineare Systemmodellierungen, wird zur Reduktion der effektiv wirksamen chromatischen Dispersion üblicherweise die Verwendung dispersionsverschobener Glasfasern für attraktiv erachtet. Hierbei erfolgt durch geeignetes Faserdesign eine Verschiebung des Nulldurchgangs der Dispersion von  $\lambda_{D_\lambda=0} \approx 1.3 \mu\text{m}$  zur Betriebswellenlänge von  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ , so daß sich an jedem Ort der Übertragungsstrecke  $D_\lambda(z) \approx 0$  ergibt. Formal erhalten wir durch Nullsetzen des GVD-Koeffizienten  $\beta_2$  in Gleichung (9.86) eine unendlich hohe Systemkapazität. Dies liegt jedoch darin begründet, daß bei der Ableitung der Einfluß der Dispersion zweiter Ordnung  $\beta_3$  vernachlässigt wurde. Liegt der Dispersionsparameter über  $|D_\lambda| \approx 0.1 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$  bzw.  $\beta_2 > 0.125 \text{ ps}^2/\text{km}$ , so ist diese Vernachlässigung zulässig, da der Einfluß von  $\beta_2$  gegenüber der Wirkung von  $\beta_3$  domi-

<sup>4</sup>die 40 Gbit/s-Transmission ist beispielsweise einer der Schwerpunkte des PHOTONIK II-Programms

niert. Mathematisch wird dies deutlich, wenn man die *Dispersionslänge zweiter Ordnung*  $L_{\text{dis},2}$  gemäß

$$L_{\text{dis},2} := \frac{T_{\text{p},0}^3}{\beta_3} \quad (9.108)$$

in Analogie zu  $L_{\text{dis}}$  nach Gleichung (8.38) einführt. Für das Verhältnis der Dispersionslängen erhalten wir daraus

$$\frac{L_{\text{dis}}}{L_{\text{dis},2}} = \frac{T_{\text{p},0}^2}{T_{\text{p},0}^3} \cdot \frac{\beta_3}{\beta_2} = \frac{1}{T_{\text{p},0}} \cdot \frac{\beta_3}{\beta_2}. \quad (9.109)$$

Demnach wird der Einfluß höherer Dispersion erst relevant, wenn

$$\frac{L_{\text{dis}}}{L_{\text{dis},2}} \geq 1 \quad (9.110)$$

bzw.

$$\frac{1}{T_{\text{p},0}} \cdot \frac{\beta_3}{\beta_2} \geq 1 \quad (9.111)$$

gilt. Bei einer Datenrate von  $B = 10$  Gbit/s ergab sich bei NRZ-Signalen nach Gleichung (5.61)  $T_{\text{p},0} \approx 55$  ps. Mit  $\beta_3 \approx 0.1$  ps<sup>3</sup>/km ergibt sich dann aus (9.111) die Forderung

$$\beta_{2,10 \text{ Gbit/s}} \leq 2 \cdot 10^{-3} \text{ ps}^2/\text{km}, \quad (9.112)$$

so daß im allgemeinen bei Datenraten bis zu  $B = 10$  Gbit/s die Dispersion erster Ordnung auch bei speziell designten Glasfasern *nicht* vernachlässigbar ist.

Bei Erhöhung der Datenrate auf  $B = 100$  Gbit/s führt der Übergang zu RZ-Signalen jedoch zu Pulsweiten von einigen Pikosekunden. Mithin erhöht sich der kritische Dispersionswert erster Ordnung um mehr als eine Größenordnung. Wir erhalten

$$\beta_{2,100 \text{ Gbit/s}} \leq 5 \cdot 10^{-2} \text{ ps}^2/\text{km}. \quad (9.113)$$

Prinzipiell kann das Wechselspiel von  $\beta_3$  und der Selbstphasenmodulation analog zu der Interaktion von  $\beta_2$  und der SPM berechnet werden. Anstelle der Dispersion erster Ordnung wirkt jedoch lediglich die Dispersion zweiter Ordnung  $\beta_3$  auf das durch nichtlineare Selbstphasenmodulation geweitete Spektrum ein. Dadurch kommt es zu asymmetrischen zeitlichen Verzerrungen der Signalepulse.

Da wir unsere Betrachtungen an dieser Stelle auf Systeme sehr hoher Datenrate konzentrieren wollen, ist es zulässig, die Betrachtungen zu vereinfachen: Zunächst ist bei



Annäherung an die Grenzfrequenz der realisierbaren Modulatoren von etwa 40 GHz die Beschreibung realer Signale durch einfache *Gaußpulse* den Supergaußpulsen vorzuziehen. Desweiteren ist es zweckmäßig, die Ergebnisse der Pulsaufweitung nicht durch die Datenrate  $B$  sondern vielmehr direkt als Funktion der realisierten Pulsdauer  $T_{p,0}$  zu beschreiben. Numerische Untersuchungen zeigen, daß sich in repeaterlosen Systemen mit  $\beta_2 = 0$  bei einer Bitrate von  $B=100$  Gbit/s (RZ) die Selbstphasenmodulation ab optischen Spitzenleistungen von  $P_p = 20$  mW in einer *Reduktion* der erreichbaren Übertragungslänge bemerkbar macht. Unter Berücksichtigung der Dämpfungsbegrenzung ergibt sich daraus eine maximale Übertragungsdistanz von ungefähr  $L = 150 - 170$  km [75]. Da im verstärkerfreien Fall die effektive Länge minimal ist ( $L_{\text{eff}} = L_{\text{sat}} = 1/\alpha \approx 22$  km), führt der Einsatz optischer Zwischenverstärker zwar zu einer Erhöhung der dämpfungsbegrenzten Länge, gleichsam jedoch zu einer Anhebung der nichtlinearen Signalverzerrung, so daß kein weiterer Gewinn erzielbar ist.

Wie anhand von Gleichung (9.113) deutlich wurde, ist jedoch in praktischen Systemen auch bei derartig hohen Datenraten dem Einfluß von  $\beta_3$  noch die Wirkung von  $\beta_2$  zu überlagern. Im *normalen* Dispersionsbereich führt letzterer zu einer deutlichen Reduktion der erzielbaren Distanz. Die genaue Weite hängt extrem davon ab, welche Pulsbreite  $T_{p,0}$  im System realisiert wird und auf welchen Wert  $\beta_2$  reduziert werden kann. Prinzipiell wird damit die erreichbare Übertragungslänge entscheidend durch die Güte der Sender(frequenz)stabilität bestimmt, was im Hinblick auf den praktischen Feldeinsatz von Nachteil ist.

Verschiebt man jedoch die Senderfrequenz von der Nulldispersion geringfügig in den *anormalen* Dispersionsbereich, so tritt ein entgegengesetzter Effekt ein: Während die Dispersion höherer Ordnung  $\beta_3$  in Wechselwirkung mit der SPM lediglich eine Pulsaufweitung herbeiführt, bewirkt das Wechselspiel von SPM und  $\beta_2$  nun eine Pulskompression. Mit hin kommt es effektiv zu einer Anhebung der erreichbaren Übertragungslänge. Versucht man, diese obere Längengrenze zu maximieren, so zeigt sich, daß der Einsatz optischer Zwischenverstärker nun – im Gegensatz zur Übertragung bei der exakten Nulldispersion  $\beta_2=0$  – zu einer Anhebung des Bitrate-Länge-Produkts führt. Dies wird unmittelbar verständlich, wenn man bedenkt, daß die eingespeisten RZ-Gaußpulse im anomalen Bereich zur Ausbildung von echten Solitonen führen, deren Stabilität ein quasi-Entdämpfen der Glasfaser bedingt. Nach (9.38) ergab sich die erforderliche optische Spitzenleistung des fundamentalen Solitons zu

$$P_p = \frac{|\beta_2|}{\gamma T_{\text{fun}}^2}. \quad (9.114)$$

Bei entsprechend geringer Pulsweite wird daher bereits bei geringen negativen Dispersi-

onswerten ( $\beta_2 < 0$ ) der für das fundamentale Soliton  $N_{\text{sol}} = 1$  benötigte Leistungswert erreicht, was zur maximalen Übertragungslänge führt.

Zusammenfassend können wir folgern, daß eine konsequente technologische Umsetzung der Forderung nach ultra-hochratiger Einkanalübertragung unmittelbar in die Realisierung von Soliton-Systemen mündet, falls keine weiteren Maßnahmen getroffen werden, um die Strecke für TDM optisch-transparent auszuführen.<sup>5</sup> Unter Berücksichtigung der erforderlichen hohen Leistungspegel wird der Einsatz gering-dispersiver Glasfasern in diesem Fall unumgänglich. Auf europäische Verhältnisse angewendet bedeutet dies, daß das bislang verlegte Standardfasernetz nur dann genutzt werden könnte, falls die Betriebswellenlänge zu  $\lambda \approx 1.3 \mu\text{m}$  verschoben würde. In diesem Bereich können zur Verstärkung jedoch ausschließlich optische Halbleiterlaserdiodenverstärker (SLA) verwendet werden, bzw. – bei Erreichen eines ausreichenden Reifegrads – auch Praesodymium-dotierte Fasererweiterer. Für die Realisierung moderner Interkontinentalsysteme, bei denen ohnehin gering-dispersive Glasfasern verwendet werden, erscheint die Solitonentransmission jedoch als attraktives System, wobei aus wirtschaftlichen und konzeptionellen Gründen der Einsatzbereich zweckmäßigerweise erst bei Erreichen der ultimativen Kapazitätsgrenzen konventioneller NRZ-Systeme beginnt.

Der Vollständigkeit halber sei abschließend erwähnt, daß es selbst dann zu Systemstörungen kommen kann, wenn die Übertragung am Dispersionsnulldurchgang erfolgt und der Verzerrungseinfluß von  $\beta_2$  und  $\beta_3$  vernachlässigbar gering ist. Mathematisch können wir dann sämtliche Dispersionsterme in der generalisierten nichtlinearen Schrödingergleichung (8.11) zu Null setzen, wodurch wir zu der in Kapitel 9.2.1 diskutierten vollständig dispersionsfreien Glasfaser gelangen, die durch (9.15) beschreibbar ist. Durch triviale algebraische Berechnungen läßt nun sich zeigen, daß sich *theoretisch* in diesem Fall *keine* Störung der zeitlichen Pulsform  $|\mathcal{A}|$  ergibt. So ergibt die Produktregel

$$\frac{\partial |\mathcal{A}(z, t)|^2}{\partial z} = \mathcal{A} \cdot \frac{\partial \mathcal{A}(z, t)^*}{\partial z} + \mathcal{A}^* \cdot \frac{\partial \mathcal{A}(z, t)}{\partial z}, \quad (9.115)$$

wobei  $*$  das konjugiert Komplexe darstellt. Multiplizieren wir nun die Gleichung mit  $\mathcal{A}^*$ , so erhalten wir

$$\mathcal{A}^* \cdot \frac{\partial \mathcal{A}}{\partial z} = -j\gamma |\mathcal{A}|^2 \quad (9.116)$$

bzw. für das konjugiert Komplexe dieser Gleichung

$$\mathcal{A} \cdot \frac{\partial \mathcal{A}^*}{\partial z} = j\gamma |\mathcal{A}|^2. \quad (9.117)$$

<sup>5</sup>alternative Konzepte werden im Teil IV dieser Arbeit vorgestellt



Die Addition von (9.116) und (9.117) ergibt schließlich

$$\mathcal{A} \cdot \frac{\partial \mathcal{A}(z, t)^*}{\partial z} + \mathcal{A}^* \cdot \frac{\partial \mathcal{A}(z, t)}{\partial z} = 0. \quad (9.118)$$

Mit (9.115) folgt daraus, daß die Pulshüllkurve von der faseroptischen Nichtlinearität unbeeinflusst bleibt. Implizit haben wir bei dieser Berechnung jedoch vorausgesetzt, daß das System nicht bandbegrenzt ist. Diese Annahme wird in nichtlinearen Systemen fehlerhaft, da es bei Dispersionsfreiheit zu einer erheblichen Ausdehnung des Signalspektrums kommt. Selbst bei einer senderseitigen Modulationsbandbreite von 10 GHz kann so die gesamte spektrale Breite im Extremfall einige Nanometer erreichen. Die Selbstfilterung der Verstärkerkaskade <sup>6</sup> oder auch der empfängerseitige Einsatz schmalbandiger optischer Filter zur Rauschunterdrückung führt dann zu einer zweifachen Degradation der Systemperformance: Zum einen entsteht bei Filterung des breitbandigen Spektrums ein Energieverlust. Wesentlich kritischer ist jedoch, daß es an der Filterkante zu einer FM-AM-Konversion kommt, wodurch das nichtlinear verstärkte akkumulierte Phasenrauschen in ein Amplitudenrauschen gewandelt wird. Prinzipiell könnte auch in diesem Fall die Signalverformung mit dem oben beschriebenen Modell berechnet werden. In diesem Fall wäre jedoch die gesamte dispersionsfreie Faserlänge zur Berechnung des SPM-Chirps anzusetzen. Ferner müßte zur Vervollständigung der Analogie von optischem Filter und linear, dispersiver Glasfaser die dem Filter entsprechende *äquivalente Gesamtdispersion* bestimmt werden.

#### 9.4.2.3 - bei Übertragung im anomalen Dispersionsbereich

Wie im letzten Kapitel erläutert, ergibt sich im geringfügig-anomalen Dispersionsbereich mit der Soliton-Übertragung die höchste erreichbare Systemkapazität. Von entscheidender wirtschaftlicher Bedeutung ist daher die Frage, inwieweit Solitonen auch auf den bereits verlegten Standardfasernetzen bei  $\lambda \approx 1.55 \mu\text{m}$  ausbreitungsfähig sind. Hierzu wurden in jüngerer Zeit von mehreren Gruppen intensive Forschungsarbeiten durchgeführt [76], [77]. Aus den Ergebnissen läßt sich eindeutig erkennen, daß eine Soliton-Ausbreitung oberhalb von einigen Gbit/s auf Standardfaser bei  $D_\lambda \approx 17 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$  *nicht* sinnvoll ist. Dies liegt darin begründet, daß es während der Ausbreitung zu einer deterministischen Interaktion zwischen den einzelnen Solitonpulsen kommt, die sich in einem zeitlichen Jitter bemerkbar macht [78]. Verständlich wird diese Wechselwirkung, wenn man bedenkt, daß Solitonen Teilchencharakter besitzen und diese Partikel gegenseitigen Anziehungskräften unterliegen. Wie in [79] angegeben, ist zur Unterdrückung dieses deterministischen Jitters ein minimaler zeitlicher Abstand der einzelnen Pulse  $\Delta\tau_{\text{sol,min}}$  einzuhalten. So muß

<sup>6</sup>siehe Kapitel 6.4

näherungsweise nachstehender Zusammenhang erfüllt sein

$$\Delta\tau_{\text{sol}} > \Delta\tau_{\text{sol,min}} = 5 \cdot T_{\text{FWHM,sol}} \approx 8.875 \cdot T_{\text{p,0,sol}}, \quad (9.119)$$

wobei nun die Datenrate  $B_{\text{sol}}$  des Soliton-Systems wie folgt mit der Pulsrate  $\Delta\tau_{\text{sol}}$  verknüpft ist

$$B_{\text{sol}} = \frac{1}{\Delta\tau_{\text{sol}}}. \quad (9.120)$$

Daraus folgt, daß die Solitonenpulsweite für ein 10 Gbit/s-System ungefähr

$$T_{\text{FWHM,10Gbit/s}} < 20 \text{ ps} \quad (9.121)$$

betragen muß, woraus sich unmittelbar zwei Probleme ergeben:

- Zum einen hängt die für das fundamentale Soliton  $N_{\text{sol}} = 1$  erforderliche Pulsleistung nach Gleichung (9.38) *quadratisch* von der Pulsweite ab. Daraus ergibt sich für einen 20 ps-Puls eine erforderliche Spitzenleistung von etwa  $P_p = 65 \text{ mW}$  auf Standardfaser. Neben der extrem hohen Bandbreite der verwendeten optischen Quelle muß demnach ein sehr hoher Sendepiegel verfügbar sein.
- Zum anderen ist zu berücksichtigen, daß das Soliton lediglich auf der dämpfungsfreien Glasfaser stabil bleibt. Als Kriterium der quasi-Entdämpfung wird das Verhältnis der Solitonenperiode  $L_{\text{sol,per}}$  zum Abstand der optischen Zwischenverstärker  $\Delta_{\text{OA}}$  verwendet, für das nach [79] näherungsweise gelten muß

$$\frac{L_{\text{sol,per}}}{\Delta_{\text{OA}}} > 1.5. \quad (9.122)$$

Wie aus Gleichung (9.41) ersichtlich, nimmt die Solitonenperiode jedoch *quadratisch* mit steigender Pulsbreite ab. Für einen 20 ps-Puls beträgt sie im Falle der Standardfaserübertragung lediglich etwa  $L_{\text{sol,per}} \approx 10 \text{ km}$ . Mithin wäre schon bei 10 Gbit/s-Systemen eine verteilte Verstärkung notwendig. Ein Verstoß gegen die Bedingung (9.122) führt bereits bei geringen Übertragungslängen von etwa 40 km zu einer deutlichen Verzerrung der Pulse, so daß optische Signalregeneratoren auf der Strecke erforderlich würden und mithin die SolitONENTransmission an Attraktivität verliert.

Wie gesehen, bildet die zur Einhaltung der Forderung nach einem unabhängigen Ausbreitungsverhalten der Einzelpulse durchgeführte zeitliche Erhöhung des Pulsabstands



den kritischen Ausgangspunkt aller technischen Schwierigkeiten. Alternativ hierzu wurde bereits frühzeitig vorgeschlagen, die Unabhängigkeit aufeinanderfolgender Solitonenpulse durch determinierte Phasenumtastung zu gewährleisten [78]. Obgleich die oben angeführten Forderungen dadurch deutlich unkritischer werden, stellt die Realisierung derartiger Solitönentransmitter jedoch erhebliche technologische Anforderungen, so daß wir zusammenfassend schließen können, daß auf Standardfasernetzen eine nennenswerte Erhöhung der erreichbaren Kapazität durch Soliton-Ausbreitung bei  $\lambda \approx 1.55 \mu\text{m}$  nur durch einen erheblichen technologischen und finanziellen Aufwand zu erkaufen ist. Ökonomisch betrachtet erscheint dies nicht sinnvoll.

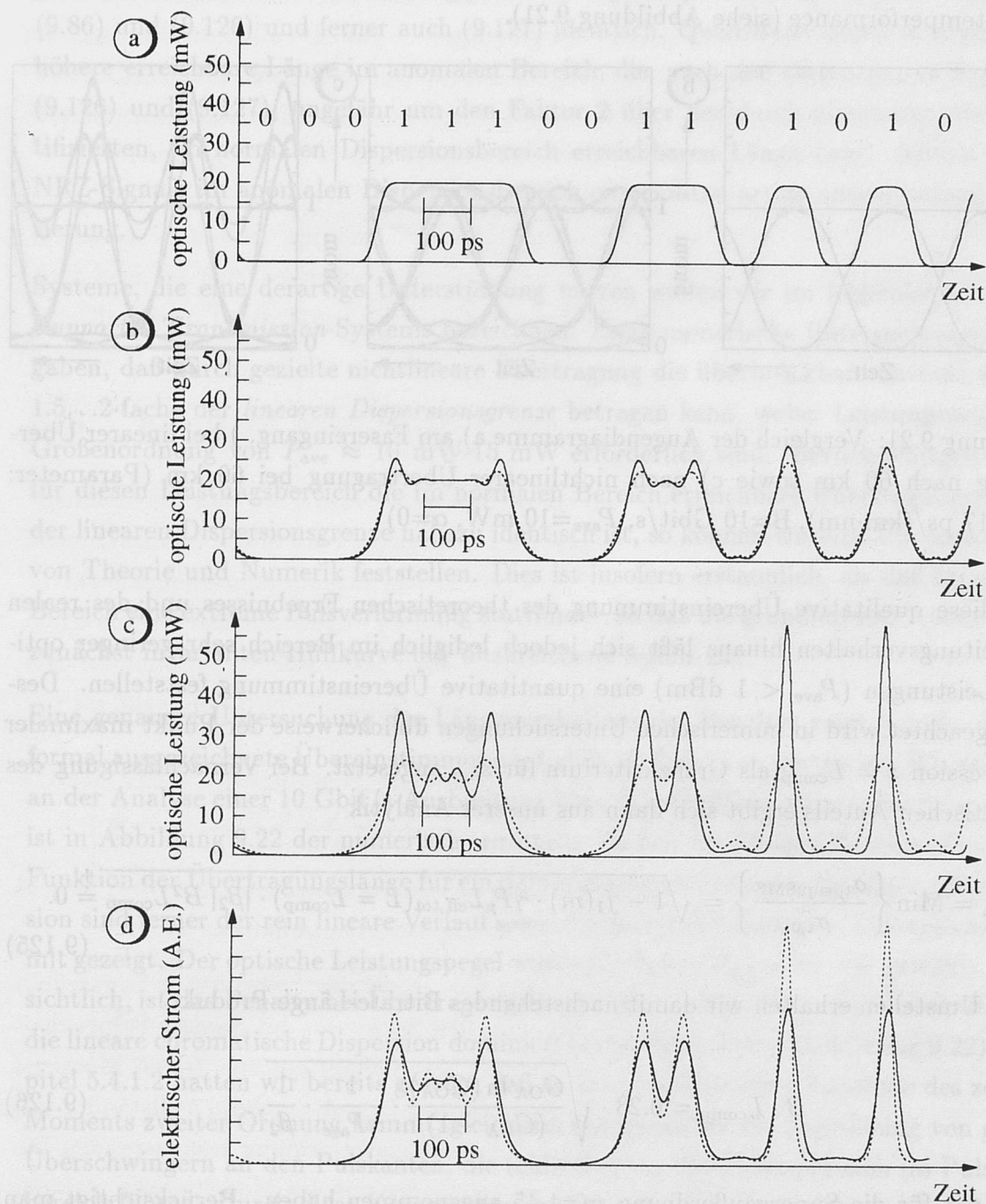
Dennoch kann durch eine Soliton-artige Unterstützung die Kapazität konventioneller NRZ-Systeme deutlich erhöht werden: Wie bereits in Kapitel 9.2.2.1 diskutiert, kommt es im anomalen Dispersionsregime zu einer destruktiven Interferenz von SPM- und Dispersionschirp, die im Spezialfall des fundamentalen Solitons der Ordnung  $N_{\text{sol}} = 1$  an jedem Ort der quasi-dämpfungs freien Glasfaser zu einer Auslöschung beider Chirpeffekte führt. Gehen wir nun wieder davon aus, daß der nichtlineare Einfluß zunächst dominiert, so ergibt sich mathematisch  $N_{\text{sol}} > 1$ . Wie anhand der Soliton-Ausbreitung gezeigt, kommt es bei Solitonen höherer Ordnung ( $N_{\text{sol}} > 1$ ) zu einer örtlich-transienten, initialen zeitlichen Pulskompression. Obgleich sich die Signalformen von Solitonen und NRZ-Signalen voneinander unterscheiden, tritt auch ein analoger Effekt bei der Ausbreitung von nonreturn-to-zero-Signalen in anomal-dispersiven Glasfasern auf. Qualitativ läßt sich dies ebenfalls aus der Grundgleichung (9.67) erkennen, die im anomalen Bereich mit

$$\beta_2 < 0 \quad (9.123)$$

wie folgt umgeschrieben werden kann

$$\left( \frac{\sigma_{t,\text{sup,SMF}}}{\sigma_{t,0}} \right) = [1 - f_1(m)\gamma P_p L_{\text{eff,tot}} |\beta_2| B^2 L + f_2(m) (1 + [\gamma P_p L_{\text{eff,tot}}]^2) \beta_2^2 (B^2 L)^2]^{1/2}. \quad (9.124)$$

Da bei geringen optischen Leistungspegeln ausschließlich der in  $L$  lineare Anteil in obiger Gleichung für die eintretende Pulsverformung relevant ist, ergibt sich zunächst eine zeitliche *Pulskompression* (siehe Abbildung 9.20a-c). Gleichsam ergibt sich ein stark oszillatorisches Verhalten der Signalepulse, das durch den Einsatz eines empfängerseitigen elektrischen Filters jedoch bedämpft wird (siehe Abbildung 9.20d). Bei Erhöhung der Sendeleistung gewinnt jedoch der quadratische SPM-Anteil zunehmend an Bedeutung, so daß es zu einem drastischen Anstieg der Pulsweite kommt.



Abbildungung 9.20: Vergleich der Signalverläufe des linearen (gestrichelt) und des nichtlinearen Falls (durchgezogen) in der anomal-dispersiven Glasfaser: a) optisches Eingangssignal, b) nach 30 km, c) nach 60 km und d) Vergleich des optischen Signals und des gefilterten elektrischen Signals nach 60 km (Parameter:  $B=10$  Gbit/s,  $D_\lambda=+17$  ps/(km·nm),  $P_{\text{ave}}=10$  mW,  $\alpha=0$ )



Im Vergleich zum rein linearen Fall ergibt sich jedoch bei gleicher Länge eine Verbesserung der Systemperformance (siehe Abbildung 9.21).

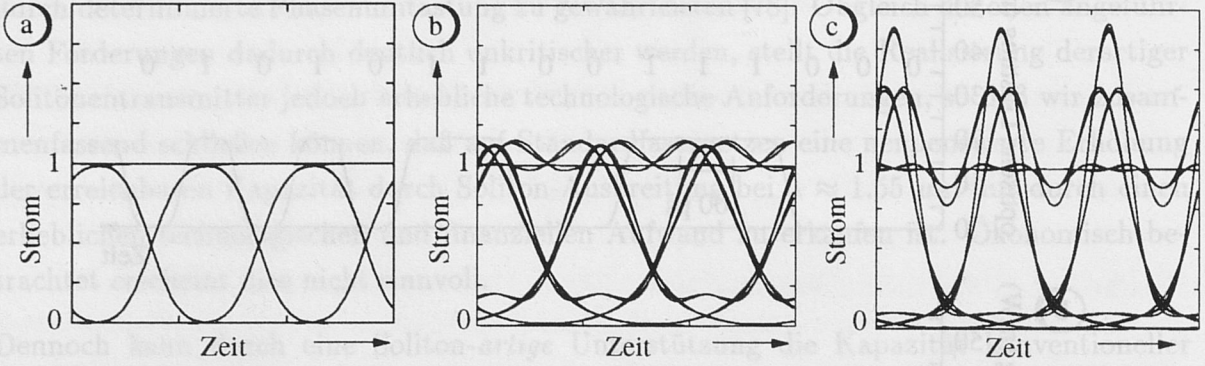


Abbildung 9.21: Vergleich der Augendiagramme a) am Fasereingang, b) bei linearer Übertragung nach 60 km sowie c) nach nichtlinearer Übertragung bei 60 km (Parameter:  $D_\lambda = +17$  ps/(km·nm),  $B = 10$  Gbit/s,  $P_{\text{ave}} = 10$  mW,  $\alpha = 0$ )

Über diese qualitative Übereinstimmung des theoretischen Ergebnisses und des realen Ausbreitungsverhalten hinaus läßt sich jedoch lediglich im Bereich sehr geringer optischer Leistungen ( $P_{\text{ave}} < 1$  dBm) eine quantitative Übereinstimmung feststellen. Deswegen ungeachtet wird in numerischen Untersuchungen üblicherweise der Punkt maximaler Kompression  $z = L_{\text{comp}}$  als Grenzkriterium für  $s_{\text{lim}}$  angesetzt. Bei Vernachlässigung des quadratischen Anteils ergibt sich dann aus unserer Analytik

$$s_{\text{lim}} = \text{Min} \left\{ \frac{\sigma_{t, \text{sup}, \text{SMF}}}{\sigma_{t, 0}} \right\} = \sqrt{1 - f_1(m) \cdot \gamma P_p L_{\text{eff}, \text{tot}}(L = L_{\text{comp}}) \cdot |\beta_2| B^2 L_{\text{comp}}} \stackrel{!}{=} 0. \quad (9.125)$$

Durch Umstellen erhalten wir damit nachstehendes Bitrate-Länge-Produkt

$$B \cdot L_{\text{comp}} = 0.23 \cdot \sqrt{\frac{G_{\text{OA}} \ln(G_{\text{OA}})}{(G_{\text{OA}} - 1)} \cdot \frac{1}{\gamma P_{\text{ave}}} \cdot \frac{1}{\beta_2}}, \quad (9.126)$$

wobei wir für die Supergaußordnung  $m = 1.45$  angenommen haben. Berücksichtigt man hingegen sämtliche Anteile aus Gleichung (9.124) und bestimmt den Ort des 1 dB-Penaltys der Gesamtkurve, so ergibt eine längere Rechnung unter Ausnutzung einiger Näherungen [52] nachstehendes Ergebnis

$$B \cdot L_{\text{comp}} = 0.36 \cdot \sqrt{\frac{G_{\text{OA}} \ln(G_{\text{OA}})}{(G_{\text{OA}} - 1)} \cdot \frac{1}{\gamma P_{\text{ave}}} \cdot \frac{1}{\beta_2}}. \quad (9.127)$$

Hinsichtlich der formalen Abhängigkeit von Systemparametern sind die Gleichungen (9.86) und (9.126) und ferner auch (9.127) identisch. Quantitativ ergibt sich jedoch eine höhere erreichbare Länge im anomalen Bereich, die, nach den theoretischen Ergebnissen (9.126) und (9.127), ungefähr um den Faktor 2 über der durch Gleichung (9.86) quantifizierten, im normalen Dispersionsbereich erreichbaren Länge liegt. Mithin erfahren NRZ-Signale im anomalen Dispersionsbereich eine Soliton-artige unterstützende Stabilisierung.

Systeme, die eine derartige Unterstützung nutzen wollen wir im folgenden als **Soliton-Supported Transmission-Systems** bezeichnen. Erste numerische Untersuchungen [80] ergaben, daß durch gezielte nichtlineare Übertragung die überbrückbare Distanz sogar das 1.5...2-fache der *linearen Dispersionsgrenze* betragen kann, wobei Leistungspegel in der Größenordnung von  $P_{\text{ave}} \approx 10 \text{ mW}$ -15 mW erforderlich sind. Berücksichtigen wir, daß für diesen Leistungsbereich die im normalen Bereich erreichbare Übertragungslänge mit der linearen Dispersionsgrenze nahezu identisch ist, so können wir eine Übereinstimmung von Theorie und Numerik feststellen. Dies ist insofern erstaunlich, als daß im anomalen Bereich eine extreme Pulsverformung stattfindet, so daß die grundlegende Annahme einer zunächst invarianten Hüllkurve nur unzureichend erfüllt ist.

Eine genauere Untersuchung des Längenverhaltens des Penaltys zeigt jedoch, daß diese formal ausgezeichnete Übereinstimmung lediglich als Zufalls zu werten ist: Wir wollen dies an der Analyse einer 10 Gbit/s-Ausbreitung über Standardfaser veranschaulichen. Hierzu ist in Abbildung 9.22 der numerisch ermittelte Verlauf des (Augenöffnungs-)Penaltys als Funktion der Übertragungslänge für ein dämpfungsfreies System aufgetragen. Zur Diskussion sind ferner der rein lineare Verlauf sowie die Kurve des normalen Dispersionsbereichs mit gezeigt. Der optische Leistungspegel wurde hierbei zu  $P_{\text{ave}} = 10 \text{ mW}$  gewählt. Wie ersichtlich, ist das Penalty bei Übertragungslängen bis zu etwa 25 km nahe eindeutig durch die lineare chromatische Dispersion dominiert (siehe Bereich A in Abbildung 9.22). In Kapitel 5.4.1.2 hatten wir bereits gezeigt, daß es dann zwar zu einer Zunahme des zeitlichen Moments zweiter Ordnung kommt; gleichsam erfolgt jedoch die Ausbildung von geringen Überschwingern an den Pulsanten, die schließlich zu einer Kompression im Pulsmittenbereich führen. Durch diese Kompression erhöht sich die Spitzenleistung, so daß es nach Gleichung (9.21) zu einer Anhebung der nichtlinearen Selbstphasenmodulation kommt (siehe Bereich B). Während die SPM im normalen Dispersionsbereich dieser Kompression entgegenwirkte, was sich global in einer verstärkten Aufweitung des Moments zweiter Ordnung bemerkbar machte, verursacht die SPM im anomalen Regime eine Verstärkung des Kompressionsverhaltens. Dadurch bildet sich ein extremer Überschwinger im Pulszentrum aus, der einen Selbstverstärkungseffekt der SPM einleitet. Die so stattfindende Energiebindung im Pulsmittenbereich vermindert nun die zeitliche Aufweitung des Pulses,



was sich in einem stagnierenden Verhalten der Penalty-Kurve bemerkbar macht (Bereich C in Abbildung 9.22). Mit zunehmender Länge kommt es jedoch zu einer Dominanz des nichtlinearen Verhaltens gegenüber der Dispersion, die letztendlich zu einer drastischen Pulsüberhöhung und folglich einer Reduktion des Phase-Margins<sup>7</sup> auf Null führt (Bereich D).

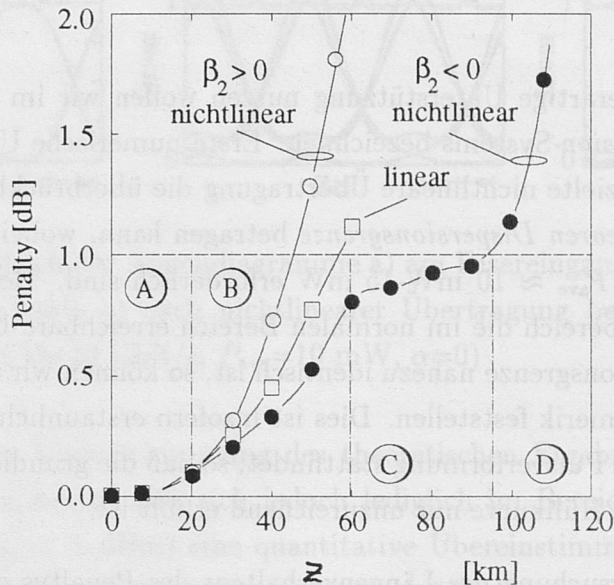


Abbildung 9.22: Penalty als Funktion der Faserlänge (Parameter:  $B=10$  Gbit/s,  $|D_\lambda|=17\text{ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$ ,  $P_{\text{ave}}=10$  mW)

Diese Studie verdeutlicht, daß die Annahme einer nahezu invarianten Hüllkurve A bzw.  $\mathcal{A}$  zumindest im Übergangsbereich zu höheren Dispersionswerten unhaltbar ist.

Der oben erwähnte, vom Vorzeichen der Dispersion abhängige Selbstverstärkungseffekt der SPM macht sich vor allem deutlich im optischen Spektrum der Signale bemerkbar. Wie wir an späterer Stelle zeigen werden, stimmt der Verlauf des spektralen Moments zweiter Ordnung als Funktion der Übertragungslänge qualitativ nahezu vollständig mit dem in Abbildung 9.22 gezeigten, aus der zeitlichen Pulsverformung resultierenden Penaltyverlauf überein<sup>8</sup>. Diese Beobachtung ist konsistent mit der Modellierung, daß der Nettofrequenzchirp die zeitlichen Signalverformungen bestimmt.

Insbesondere bei höheren Leistungspegeln im anomalen Dispersionsbereich erfolgt durch die Interaktion von Selbstphasenmodulation und chromatischer Dispersion eine extreme spektrale Signalaufweitung. Als Folge dessen ist die letztendlich im System auftretende Störung entscheidend durch die Bandbreite des verwendeten optischen Filters bzw. durch

<sup>7</sup>zur Begriffsdefinition siehe Kapitel 3.4.2.3

<sup>8</sup>daher sei bemerkt, daß für das zeitliche Penalty *kein* Überfilterungseffekt maßgeblich ist

die effektive Bandbreite der Verstärkerkaskade determiniert, was wir bislang nicht berücksichtigt hatten. Wie wir ferner zeigen werden, ist auch die Bandbreite des elektrischen Filters für das resultierende nichtlineare Penalty entscheidend. Aufgrund des besonderen Einflusses auf das temporale wie spektrale Verhalten von Signalen wird dieser Aspekt der Wechselwirkung von SPM und Dispersion üblicherweise als zusätzlicher Effekt, gesondert von der SPM, behandelt. Dieser als *Modulationsinstabilität* bezeichnete Effekt soll im folgenden diskutiert werden. Der Vollständigkeit halber wollen wir jedoch zuvor jedoch noch kurz die Ausbreitung quellseitig vorgechirpter Signale in dispersiven, nichtlinearen Glasfasern betrachten.

## 9.5 Einfluß von Vorchirp

Nachdem wir nun die Ausbreitung von Pulsen mit und ohne Vorchirp in linearen, dispersiven Glasfaser sowie die Propagation unverchirpter Signale in nichtlinearen, dispersiven Lichtwellenleitern untersucht haben, verbleibt nun die Diskussion des Einflusses von Vorchirp auf die Ausbreitung in nichtlinearen, dispersiven Glasfasern. Hierzu wurden intensive numerische und experimentelle Studien von Alan H. Gnauck durchgeführt [80], die wir im folgenden vorstellen und auswerten wollen.

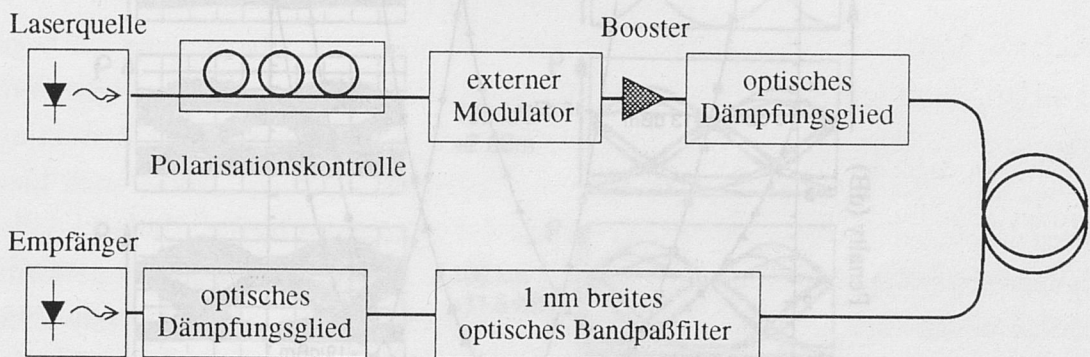


Abbildung 9.23: Untersuchte Systemkonfiguration (nach [80])

Die simulierte und experimentell realisierte Konfiguration ist in Abbildung 9.23 gezeigt. Das Dauerstrichsignal eines spektral schmalbandigen Halbleiterlasers wird mit Hilfe eines im Push-Pull-Modus<sup>9</sup> betriebenen externen Modulators bei einer Datenrate von  $B=10$  Gbit/s intensitätsmoduliert und mit einem linearen Chirp versehen. Zur Charakterisierung dessen wird in Analogie zum Laser der  $\alpha_L$ -Faktor verwendet, wobei zu beachten ist, daß nach Gleichung (2.21) ein positiver  $\alpha_L$ -Wert einem negativ vorgechirpten Signal entspricht. Durch optisches Boosten und nachfolgender Dämpfung läßt sich der mitt-

<sup>9</sup>zur Definition des *Push-Pull-Modus* siehe Kapitel 2.3.2.2



lere optische Signalpegel  $P_{\text{ave}}$  senderseitig variieren, ohne daß es zu einer wesentlichen Veränderung des Signal-Rauschleistungsverhältnisses  $\text{SNR}_{\text{opt}}$  kommt. Nach Transmission des verchirpten Datensignals über  $L = 100 \text{ km}$  Standardfaser mit  $D_\lambda = 16 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$  kann mit Hilfe eines empfängerseitigen Dämpfungsglieds der auf den Direktempfänger gelangende Photonenfluß weiterhin gedämpft werden, was die Messung konventioneller Bitfehlerratenkurven ermöglicht. Die vergleichenden numerischen Untersuchungen wurden mit einem Split-Step-Verfahren aufgenommen.

Abbildung 9.24 zeigt den Verlauf des numerisch ermittelten (Eye-Opening-)Penaltys als Funktion des äquivalenten  $\alpha_L$ -Faktors für verschiedene mittlere optische Leistungspegel. Für  $P_{\text{ave}} = 0 \text{ dBm}$  (1 mW) ergibt sich der lineare Fall. Wie ersichtlich, ergibt die Übertragung eines eingangs unverchirpten Signals ( $\alpha = 0$ ) in diesem Fall ein Penalty von über 1 dB, da die lineare Dispersionsgrenze von 60 km bereits überschritten ist. In Übereinstimmung mit den Ergebnissen des Kapitels 5.4.2 zeigt sich jedoch eine Reduktion des Penaltys bei Übergang zu geeignetem negativem  $\alpha_L$ . Dies entspricht einem linearen positiven Vorchirp, der, analog zur Selbstphasenmodulation in nichtlinearen, dispersiven Glasfasern, dem Dispersionschirp destruktiv entgegenwirkt. Der spezifische optimale Chirp  $\alpha_{L,\text{opt}}$  für minimales Penalty kann hierbei mit Gleichung (5.127) bestimmt werden.

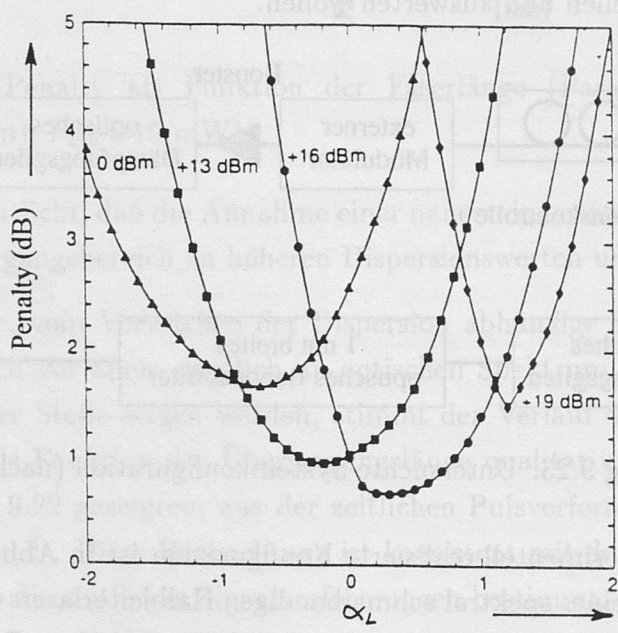


Abbildung 9.24: Penalty bei  $L = 100 \text{ km}$  und  $B = 10 \text{ Gbit/s}$  als Funktion des Quellchirps  $\alpha_L$  für verschiedene mittlere optische Leistungspegel (nach [80])

Eine Erhöhung der optischen Sendeleistung führt zur Ausbildung eines SPM-Chirps. Wie erwartet, läßt sich nun das erreichbare Penalty bei Optimierung von Vorchirp und

Sendeleistung  $P_{\text{ave}}$  weiter vermindern, wobei sich tendenziell der optimale Vorchirp bei Erhöhung der Senderausgangsleistung zu positiven Werten verschiebt. Für die betrachtete 10 Gbit/s-Transmission über 100 km Standardfaser ergibt sich die optimale mittlere Sendeleistung zu  $P_{\text{ave,opt}} \approx 16$  dBm, was einer Spitzenleistung von  $P_{0,\text{opt}} \approx 40$  mW entspricht. Das Penalty beträgt in diesem Fall etwa 0.7 dB. Die weitere Erhöhung der Ausgangsleistung führt dann lediglich zu einer exzessiven nichtlinearen Signalbeeinflussung, so daß sich der optimale Chirp eindeutig im positiven Bereich ergibt, was zu einer Unterstützung der dispersiven Wirkung führt. Gleichsam engt sich der  $\alpha$ -Bereich geringen Penaltys mit steigendem Leistungspegel zunehmend ein, so daß eine genaue Kontrolle des Vorchirps notwendig wird.

Zwischen diesen numerischen und experimentellen Untersuchungen zeigte sich eine sehr gute Übereinstimmung. Exemplarisch sind in Abbildung 9.25 numerisch ermittelten Augendiagramme den entsprechenden experimentellen Meßergebnissen gegenübergestellt. Wie ersichtlich, können sogar die einzelnen Bitverläufe in beiden Diagrammen identifiziert werden.

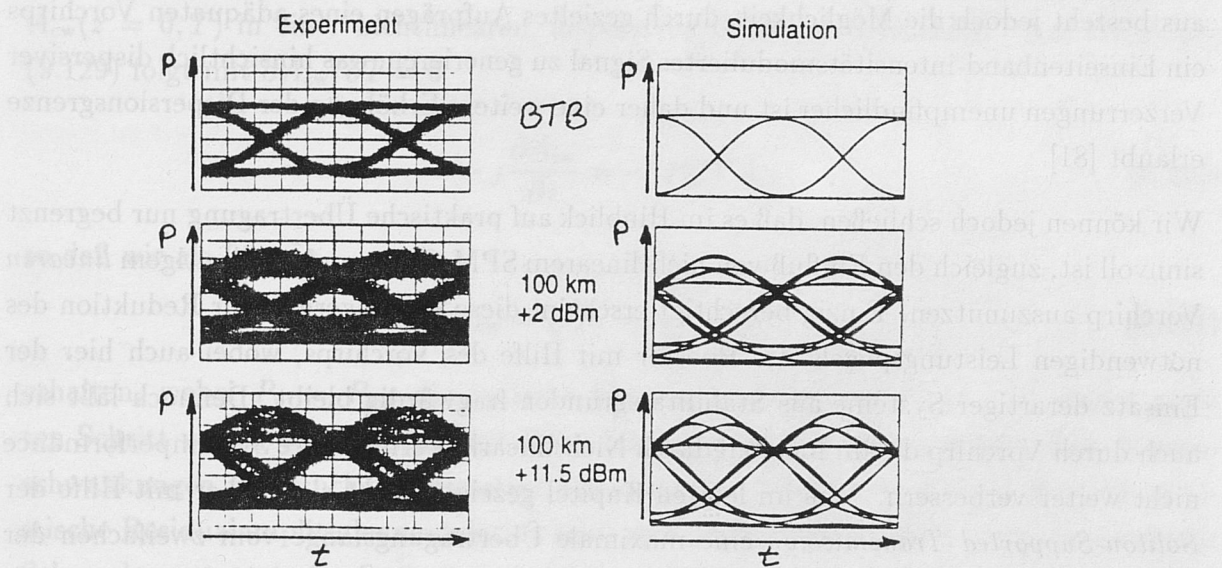


Abbildung 9.25: Vergleich der experimentellen und der numerischen ermittelten Augendiagramme (Parameter:  $\alpha_L = 0$ ,  $B = 10$  Gbit/s, Standardfaserübertragung, nach [80])

Von Bedeutung für die praktische Systemrealisierung ist die Tatsache, daß sich das geringste Penalty, bei optimalem Leistungspegel, über einen relativ weiten  $\alpha_L$ -Bereich ergibt. Im besonderen läßt sich die optimale Systemperformance dann nahezu auch für unverchirpte Signalübertragung mit  $\alpha = 0$  realisieren. Dies erscheint aus zwei Überlegungen plausibel: Zum einen ergäbe sich bei verteilter Verstärkung die größte Übertragungslänge bei Solitonentransmission. Hierfür müssen sich SPM- und Dispersionschirp einander exakt



kompensieren, so daß ein zusätzlicher Vorchirp die Systemperformance *nicht* verbessert. Bei Übergang zur bedämpften Übertragung wäre einzig der Leistungspegel zum Ausgleich der verkürzten effektiven Länge zu erhöhen. Ferner hatten wir in Kapitel 8.3 gezeigt, daß bei Einsatz eines optischen Boosters und nachfolgender unverstärkter Transmission der wesentliche Anteil des nichtlinearen Chirps zu Beginn der Glasfaserstrecke gebildet wird, so daß sich der SPM-Chirp näherungsweise zu einem quasi-Quellchirp  $C_{\text{SPM}}$  bzw.  $\alpha_{\text{SPM}}$  diskretisieren läßt. Ließe sich die Performance nun durch Überlagerung eines diskreten linearen Quellchirps  $\alpha_L$  wesentlich verbessern, so könnte ein ähnlicher Effekt auch durch Optimierung des Leistungspegels  $P_{\text{ave}}$  bei unverschirpter Übertragung erzielt werden, gemäß

$$\alpha + \alpha_{\text{SPM}}(P_{\text{ave},1}) \stackrel{!}{\approx} \alpha_{\text{SPM}}(P_{\text{ave},2}), \quad (9.128)$$

so daß sich auch bei  $\alpha_L \approx 0$  für optimale Sendeleistung die bestmögliche Systemperformance ergäbe. Diese äquivalente Modellierung ist jedoch aufgrund des zeitlich-nichtlinearen Verhaltens des SPM-Chirps bei Supergaußpulsen nur begrenzt zulässig. Darüber hinaus besteht jedoch die Möglichkeit, durch gezieltes Aufprägen eines adäquaten Vorchirps ein Einseitenband-intensitätsmoduliertes Signal zu generieren, was hinsichtlich dispersiver Verzerrungen unempfindlicher ist und daher eine weitere Erhöhung der Dispersionsgrenze erlaubt [81].

Wir können jedoch schließen, daß es im Hinblick auf praktische Übertragung nur begrenzt sinnvoll ist, zugleich den Einfluß von nichtlinearem SPM-Chirp und quellseitigem *linearen* Vorchirp auszunutzen. Einzig berechtigt erscheint diese Überlagerung zur Reduktion des notwendigen Leistungspegels der Booster mit Hilfe des Vorchirps, wobei auch hier der Einsatz derartiger Systeme aus Stabilitätsgründen fragwürdig bleibt. Dennoch läßt sich auch durch Vorchirp die im Idealfall durch Nichtlinearität erreichbare Systemperformance nicht weiter verbessern. Wie im letzten Kapitel gezeigt, ergibt sich daher mit Hilfe der *Soliton-Supported Transmission* eine maximale Übertragungslänge vom zweifachen der linearen Dispersionslänge. Bei einer Datenrate von 10 Gbit/s entspricht dies einer maximalen Länge von etwa 120 km. Die genauen Vorschriften des Designs derartig nichtlinear unterstützter Übertragungssysteme bilden den Gegenstand der Untersuchungen in Teil IV der vorliegenden Arbeit.

## 9.6 Modulationsinstabilität

### 9.6.1 Gewöhnliche Modulationsinstabilität

#### 9.6.1.1 Betrachtung eines unmodulierten Trägers

Ausgangspunkt der Ableitung der *gewöhnlichen Modulationsinstabilität* (engl.: usual **Mo**du**l**ational **I**nstability) ist wiederum die nichtlineare generalisierte Schrödingergleichung (8.11) (GSG), die im dämpfungsfreien Fall wie folgt formuliert werden kann

$$-j \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma P(z, T) A, \quad (9.129)$$

wobei  $A$  die langsam oszillierende Feldamplitude und  $z$  die Ausbreitungsrichtung ist,  $\beta_2$  den GVD-Koeffizienten erster Ordnung bezeichnet,  $T$  die Zeit in einem mit der Gruppengeschwindigkeit fortschreitenden Zeitrahmen mißt und  $\gamma$  der Nichtlinearitätskoeffizient ist. Wir wollen nun die Ausbreitung eines monochromatischen Signals konstanter Hüllkurve  $A_{cw}(z=0, T)$  in einer nichtlinearen, dispersiven Glasfaser betrachten. Aus Gleichung (9.129) folgt mit  $\partial A_{cw}/\partial T = 0$

$$-j \frac{\partial A_{cw}}{\partial z} = -\gamma P(t)^2 A_{cw}, \quad (9.130)$$

so daß wir als Lösung

$$A_{cw} = \sqrt{P_p} \cdot \exp(-j\gamma P_p) \quad (9.131)$$

erhalten, wobei  $P_p = P_{ave}$  die optische Eingangsleistung bezeichnet. In einem zweiten Schritt wollen wir die *Stabilität* dieser Lösung gegenüber geringfügigen Amplitudenschwankungen untersuchen. Derartige Schwankungen können zum einen die deterministische Residualamplitudenmodulation sein, zum anderen sind jedoch auch stochastische Schwankungen stets im System vorhanden. Als Beispiel für letztere sei das Rauschen optischer Verstärker und die in Kapitel 4.4.1 eingeführten Vakuumfluktuationen genannt. Mathematisch beschreiben wir die Perturbation durch Überlagerung der konstanten Amplitude  $A_{cw}$  mit einer Kleinsignalschwankung  $a$ , gemäß

$$A_{cw} = \left[ \sqrt{P_p} + a \right] \cdot \exp(-j\gamma P_p). \quad (9.132)$$

Durch Einsetzen in die GSG erhalten wir für die Ausbreitung der Störung nachstehende Differentialgleichung

$$-j \frac{\partial a}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 a}{\partial T^2} - \gamma P_p (a + a^*), \quad (9.133)$$



wobei \* das konjugiert Komplexe bezeichnet. Wir führen nun einen Lösungsansatz der Form

$$a(z, T) = a_1 \cos(Kz - \Omega T) - ja_2 \sin(Kz - \Omega T), \quad (9.134)$$

ein, wobei  $K$  die Wellenzahl und  $\Omega$  die Ablagekreisfrequenz der Perturbation  $a$  von der Mittenkreisfrequenz  $\omega_0$  des monochromatischen Trägers  $A$  bezeichnen. Für die erste örtliche Ableitung erhalten wir aus (9.134)

$$\frac{\partial a}{\partial z} = -a_1 \cdot K \sin(Kz - \Omega T) - ja_2 \cdot K \cos(Kz - \Omega T) \quad (9.135)$$

und für die erste zeitliche Ableitung

$$\frac{\partial a}{\partial T} = a_1 \Omega \sin(Kz - \Omega T) - ja_2 \cdot \Omega \cos(Kz - \Omega T). \quad (9.136)$$

Durch nochmaliges Differenzieren erhalten wir aus Gleichung (9.136)

$$\frac{\partial^2 a}{\partial T^2} = -a_1 \cdot \Omega^2 \cos(Kz - \Omega T) + ja_2 \cdot \Omega^2 \sin(Kz - \Omega T). \quad (9.137)$$

Nach Substitution der Gleichungen (9.135) und (9.137) in (9.133) gelangen wir zu folgendem gekoppelten Differentialgleichungssystem für  $a_1$  und  $a_2$

$$a_1 \cdot K - a_2 \left\{ \frac{\beta_2 \Omega^2}{2} + 2\gamma P_p \right\} = 0 \quad (9.138)$$

$$a_1 \frac{\beta_2 \Omega^2}{2} - a_2 K = 0, \quad (9.139)$$

das nur dann eine nicht-triviale Lösung besitzt, wenn für die Determinante Det gilt

$$\text{Det} := K^2 - \frac{\beta_2 \Omega^2}{2} \cdot \left\{ \frac{\beta_2 \Omega^2}{2} + 2\gamma P_p \right\} \stackrel{!}{=} 0. \quad (9.140)$$

Durch Umstellen erhalten wir daraus für die Wellenzahl  $K$  der Perturbation die Bedingung

$$K = \pm \frac{|\beta_2|}{2} |\Omega| \sqrt{\Omega^2 + \text{sgn}\{\beta_2\} \Omega_{\text{MI,c}}^2}, \quad (9.141)$$

wobei die Funktion  $\text{sgn}\{x\}$  den Betrag 1 und das Vorzeichen der Variablen  $x$  liefert und die *Cutoff-Ablagekreisfrequenz der Modulationsinstabilität*  $\Omega_{\text{MI,c}}$  wie folgt berechnet werden kann

$$\Omega_{\text{MI,c}} := \sqrt{\frac{4\gamma P_p}{|\beta_2|}}. \quad (9.142)$$

Wie aus (9.141) und (9.142) ersichtlich, hängt die Stabilität der Lösung  $A_{cw}$  entscheidend vom Vorzeichen der Dispersion ab. So ergibt sich im normalen Dispersionsbereich ( $\beta_2 > 0$ ) stets ein reelles  $K$  und folglich auch eine mit fortschreitender Übertragungslänge abklingende Störung. Im anomalen Dispersionsbereich ( $\beta_2 < 0$ ) hingegen wird  $K$  komplex, falls für die Ablagekreisfrequenz der Perturbation gilt

$$|\Omega| \leq \Omega_{MI,c}. \quad (9.143)$$

Bei Gültigkeit von (9.143) erfährt die Störung  $a$  eine exponentielle Verstärkung. Der genaue Gewinn pro Längeneinheit  $g_{MI}$  ist eine Funktion von  $\Omega$  und ergibt sich zu

$$g_{MI}(\Omega) := 2\text{Im}\{K\} = |\beta_2| |\Omega| \sqrt{\Omega_{MI,c}^2 - \Omega^2}, \quad (9.144)$$

wobei der Faktor 2 den Gewinnkoeffizienten als leistungsbezogene Größe charakterisiert. In Abbildung 9.26 ist der nach Gleichung (9.144) berechnete Faktor  $g_{MI}$  als Funktion der Ablagekreisfrequenz  $\Omega$  für unterschiedliche optische Leistungspegel qualitativ eingetragen. Wie ersichtlich, erfolgt zum einen bei Erhöhung des Leistungspegels eine Ausdehnung der Gewinnkurve zu höheren Ablagefrequenzen, so daß auch diese verstärkt werden. Desweiteren nimmt der absolute Gewinnkoeffizient bei vorgegebener Frequenz  $\Omega$  deutlich zu.

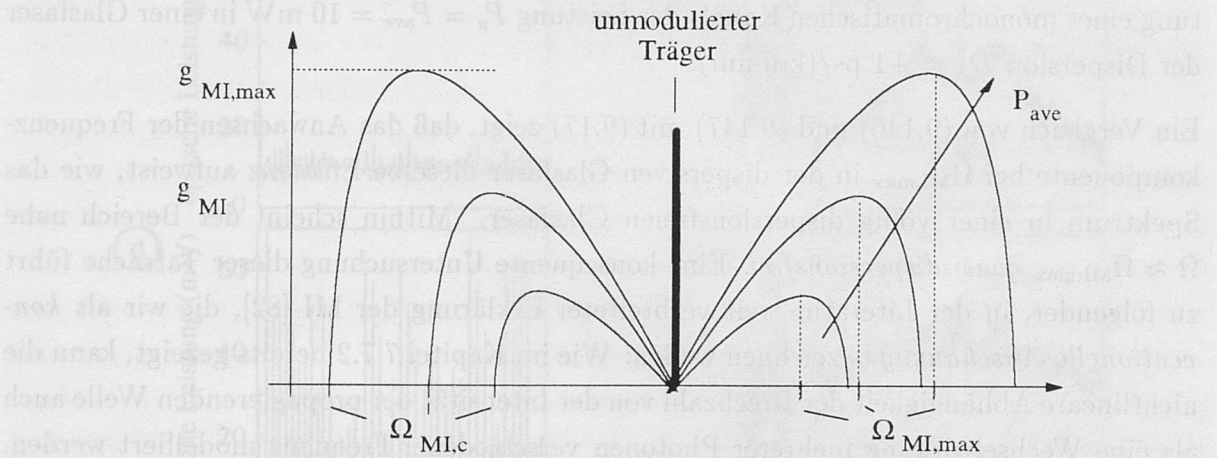


Abbildung 9.26: Qualitativer Verlauf des MI-Gewinns pro Längeneinheit  $g_{MI}$  als Funktion der Ablagekreisfrequenz  $\Omega$  für verschiedene optische Leistungspegel

Von besonderer Bedeutung für die späteren Betrachtungen ist die Frequenz des maximalen Gewinns  $\Omega_{MI,max}$ . Durch Ableiten von Gleichung (9.144) nach der Ablagekreisfrequenz  $\Omega$  und Nullsetzen ergibt sich

$$\Omega_{MI,max} = \pm \frac{\Omega_{MI,c}}{\sqrt{2}} = \pm \sqrt{\frac{2\gamma P_p}{|\beta_2|}} \quad (9.145)$$



und mit  $\Omega = \Omega_{\text{MI,max}}$  aus Gleichung (9.144)

$$g_{\text{MI,max}} = 2\gamma P_p. \quad (9.146)$$

Durch das Zusammenspiel von chromatischer Dispersion und Selbstphasenmodulation kommt es demnach im anomalen Bereich zum Anwachsen der Seitenbänder des propagierenden unmodulierten Kanals, so daß sich eine Amplitudenmodulation aufbaut. Überschreitet der *effektive MI-Gewinn*  $g_{\text{MI,eff}}$

$$g_{\text{MI,eff}} := g_{\text{MI,max}} \cdot L \quad (9.147)$$

den Wert  $g_{\text{eff}} = 1$ , so führt das rasche exponentielle Anwachsen der Seitenbänder schnell zur Ausbildung weiterer Seitenbänder. Im Zeitbereich macht sich dies in einer wesentlichen Zunahme der verstärkten Amplitudenschwankungen bemerkbar, so daß es schließlich zum Zerfall der eingangs konstanten Hüllkurve in Einzelpulse kommt. Man bezeichnet dieses aus der Interaktion von Dispersion und SPM resultierende Phänomen daher als *Modulationsinstabilität*.

Zur Veranschaulichung zeigen die Abbildungen 9.27a-d die numerisch simulierte Ausbreitung eines monochromatischen Kanals der Leistung  $P_p = P_{\text{ave}} = 10 \text{ mW}$  in einer Glasfaser der Dispersion  $D_\lambda = +1 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$ .

Ein Vergleich von (9.146) und (9.147) mit (9.17) zeigt, daß das Anwachsen der Frequenzkomponente bei  $\Omega_{\text{MI,max}}$  in der dispersiven Glasfaser dieselbe Effizienz aufweist, wie das Spektrum in einer völlig dispersionsfreien Glasfaser. Mithin scheint der Bereich nahe  $\Omega \approx \Omega_{\text{MI,max}}$  *quasi-dispersionsfrei*. Eine konsequente Untersuchung dieser Tatsache führt zu folgender, in der Literatur weit verbreiteter Erklärung der MI [82], die wir als *konventionelle Anschauung* bezeichnen wollen: Wie im Kapitel 7.7.2 bereits gezeigt, kann die nichtlineare Abhängigkeit der Brechzahl von der Intensität der propagierenden Welle auch als eine Wechselwirkung mehrerer Photonen verschiedener Frequenz modelliert werden. Diesen Effekt hatten wir als Vier-Photonen-Mischung (4PM) bezeichnet. Die Wechselwirkungseffizienz dieser 4PM  $\eta_{4\text{PM}}$  ist entscheidend von der Höhe der Dispersion abhängig; so ist sie bei  $\beta_2 = 0$  maximal und nimmt mit zunehmender Dispersion aufgrund der Phasenfehlanpassung deutlich ab.<sup>10</sup> Üblicherweise wird bei der Analyse der 4PM der Einfluß der SPM auf die Ausbreitungskonstanten der vier beteiligten Photonen vernachlässigt. Eine vollständige Untersuchung zeigt jedoch, daß die Selbstphasenmodulation in einem Sonderfall exakt die durch Dispersion hervorgerufene Degradierung der Wechselwirkungseffizienz  $\eta_{4\text{PM}}$  kompensiert, so daß diese, vom Leistungspegel und von der Dispersion

<sup>10</sup>siehe auch Kapitel 13

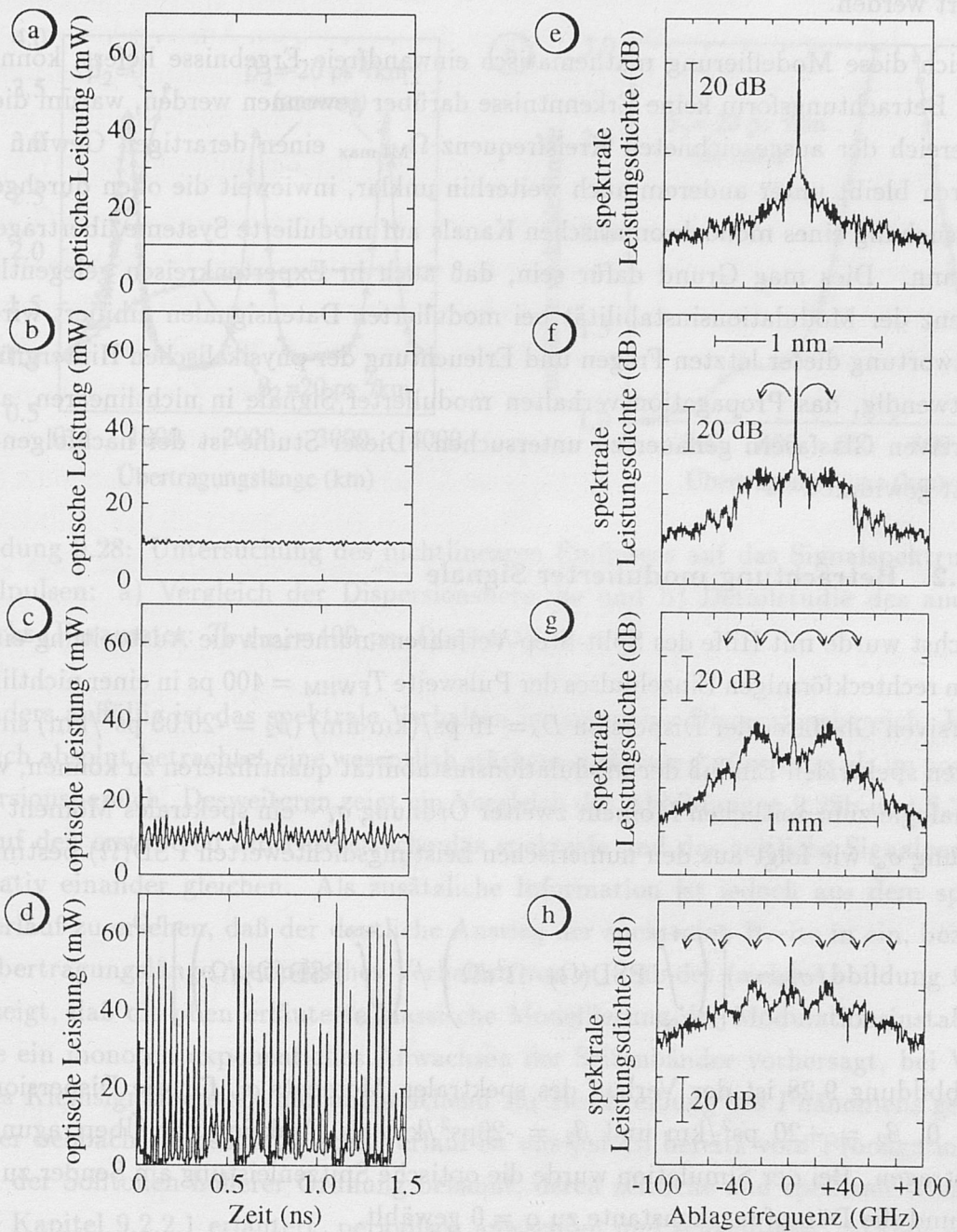


Abbildung 9.27: Zerfall eines monochromatischen Signals in Einzelpulse durch nichtlineare gewöhnliche Modulationsinstabilität: a)-d) im Zeitbereich und e)-h) im Frequenzbereich (Länge: a)  $z = 0$  und d)  $z = 400$  km)



abhängige Frequenz quasi-dispersionsfrei wird. Mithin kann die Modulationsinstabilität als eine durch Selbstphasenmodulation phasenangepaßte Vier-Photonen-Mischung interpretiert werden.

Obgleich diese Modellierung mathematisch einwandfreie Ergebnisse liefert, können aus dieser Betrachtungsform keine Erkenntnisse darüber gewonnen werden, warum die Faser im Bereich der ausgezeichneten Kreisfrequenz  $\Omega_{\text{MI,max}}$  einen derartigen Gewinn liefert. Dadurch bleibt unter anderem auch weiterhin unklar, inwieweit die oben durchgeführte Untersuchung eines monochromatischen Kanals auf modulierte Systeme übertragen werden kann. Dies mag Grund dafür sein, daß auch in Expertenkreisen gelegentlich die Existenz der Modulationsinstabilität bei modulierten Datensignalen nihiliert wird. Zur Beantwortung dieser letzten Fragen und Erleuchtung der physikalischen Hintergründe ist es notwendig, das Propagationsverhalten modulierter Signale in nichtlinearen, anomal-dispersiven Glasfasern genauer zu untersuchen. Dieser Studie ist der nachfolgende Abschnitt gewidmet.

#### 9.6.1.2 Betrachtung modulierter Signale

Zunächst wurde mit Hilfe des Split-Step-Verfahrens numerisch die Ausbreitung eines isolierten rechteckförmigen Einzelpulses der Pulsweite  $T_{\text{FWHM}} = 400$  ps in einer nichtlinearen, dispersiven Glasfaser der Dispersion  $D_\lambda = 16$  ps/(km·nm) ( $\beta_2 = -20.00$  ps<sup>2</sup>/km) simuliert. Um den spektralen Einfluß der Modulationsinstabilität quantifizieren zu können, wurde – in Analogie zum zeitlichen Moment zweiter Ordnung  $\sigma_t$  – ein spektrales Moment zweiter Ordnung  $\sigma_\omega$  wie folgt aus den numerischen Leistungsdichtewerten  $\text{PSD}(\Omega)$  bestimmt

$$\sigma_\omega := \left[ \left( \int_{-\infty}^{+\infty} \text{PSD}(\Omega) \cdot \Omega^2 d\Omega \right) / \left( \int_{-\infty}^{+\infty} \text{PSD}(\Omega) d\Omega \right) \right]^{1/2}. \quad (9.148)$$

In Abbildung 9.28 ist der Verlauf des spektralen Moments  $\sigma_\omega$  für die Dispersionswerte  $\beta_2 = 0$ ,  $\beta_2 = +20$  ps<sup>2</sup>/km und  $\beta_2 = -20$  ps<sup>2</sup>/km als Funktion der Übertragungslänge aufgetragen. Bei der Simulation wurde die optische Spitzenleistung am Sender zu  $P_p = 3$  mW und die Dämpfungskonstante zu  $\alpha = 0$  gewählt.

Die theoretischen Berechnungen in Kapitel 9.2.1.2 bestätigend, nimmt  $\sigma_\omega$  im dispersionsfreien Medium linear mit fortschreitender Faserlänge zu. Dies liegt darin begründet, daß hier keine Verformung der zeitlichen Signalform erfolgt, so daß die Krümmung der Pulsflanken und die Spitzenleistung als eigentliche Quellen der Nichtlinearität invariant bleiben. Im normalen Dispersionsbereich hingegen erfolgt zunächst eine Verbreiterung des Spektrums. Durch das gemeinsame Wirken von Dispersion und Selbstphasenmodu-

lation kommt es jedoch schnell zu einer zeitlichen Aufweitung des Pulses, so daß die Quellwirkung reduziert wird, was sich in einem Sättigungsverhalten der spektralen Weite bemerkbar macht.

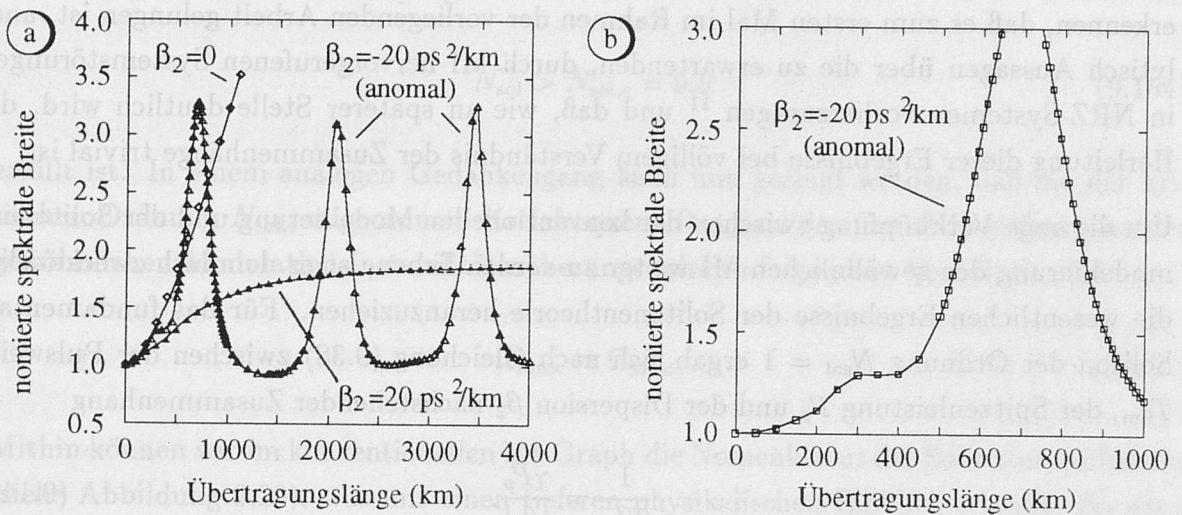


Abbildung 9.28: Untersuchung des nichtlinearen Einflusses auf das Signalspektrum von Einzelpulsen: a) Vergleich der Dispersionsbereiche und b) Detailstudie des anomalen Bereichs (Parameter:  $T_{\text{FWHM}}=400 \text{ ps}$ ,  $P_p=3 \text{ mW}$ ,  $\alpha = 0$ )

Besonders auffällig ist das spektrale Verhalten im anomalen Dispersionsbereich. Hier ergibt sich absolut betrachtet eine wesentlich stärkere spektrale Aufweitung als im normalen Dispersionsbereich. Desweiteren zeigt ein Vergleich der Abbildungen 9.28b und 9.22, daß sich auf den ersten 100 km Faserstrecke das spektrale und das zeitliche Signalverhalten qualitativ einander gleichen. Als zusätzliche Information ist jedoch aus dem spektralen Verlauf zu ersehen, daß der deutliche Anstieg der spektralen Breite in ein, bezüglich der Übertragungslänge, periodisches Verhalten von  $\sigma_\omega$  mündet (siehe Abbildung 9.28a). Dies zeigt, daß die oben erläuterte klassische Modellierung der Modulationsinstabilität, welche ein monoton exponentielles Anwachsen der Seitenbänder vorhersagt, bei Verlassen des Kleinsignalbereichs nur unzureichend zur Beschreibung des Phänomens geeignet ist. Der beobachtete oszillatorische Verlauf ist uns jedoch bereits vom Propagationsverhalten der Solitonen höherer Ordnung bekannt, deren zeitliche und spektrale Momente, wie in Kapitel 9.2.2.1 erläutert, periodisch anwachsen und schrumpfen. Mithin können wir schließen, daß die gewöhnliche Modulationsinstabilität nicht nur bei unmodulierten Signalen, sondern ebenfalls bei modulierten Datenströmen auftritt und als *Evolution eines eingespeisten Pulses arbiträrer Form und Leistung in ein Soliton höherer Ordnung* verstanden werden kann. Anders ausgedrückt liefert die (quasi-)dämpfungsfreie Glasfaser eine Kraft (=spektraler Gewinn) zur Entwicklung eines eingespeisten Pulses in ihre zeitlichen Eigenmoden (=Solitonen).



Obleich bereits frühzeitig erkannt wurde, daß die gewöhnliche MI ebenfalls wie Solitonen ausschließlich im anomalen Dispersionsbereich wirksam wird [83], wurde doch diese enge Verknüpfung beider Phänomene nicht erfaßt. Dies läßt sich besonders deutlich daran erkennen, daß es zum ersten Mal im Rahmen der vorliegenden Arbeit gelungen ist, analytisch Aussagen über die zu erwartenden, durch MI hervorgerufenen Systemstörungen in NRZ-Systemen vorherzusagen <sup>11</sup> und daß, wie an späterer Stelle deutlich wird, die Herleitung dieser Ergebnisse bei völligem Verständnis der Zusammenhänge trivial ist.

Um die enge Verknüpfung zwischen der konventionellen Modellierung und der Solitonenmodellierung der gewöhnlichen MI weiter zu verdeutlichen, ist es demnach zweckmäßig, die wesentlichen Ergebnisse der SolitONENTHEORIE heranzuziehen. Für das fundamentale Soliton der Ordnung  $N_{\text{sol}} = 1$  ergab sich nach Gleichung (9.38) zwischen der Pulsweite  $T_{\text{fun}}$ , der Spitzenleistung  $P_p$  und der Dispersion  $\beta_2$  nachstehender Zusammenhang

$$\frac{1}{T_{\text{fun}}^2} = \frac{\gamma P_p}{|\beta_2|}. \quad (9.149)$$

Ferner berechnet sich die volle Halbwertsbreite  $T_{\text{FWHM,fun}}$  mit (9.37) wie folgt aus der Pulsbreite

$$T_{\text{FWHM,fun}} \approx 1.763 \cdot T_{\text{fun}}. \quad (9.150)$$

Unter der Annahme einer kontinuierlichen Wiederholung fundamentaler Solitonpulse erhalten wir mit

$$\Omega_{\text{fun}} := \frac{\pi}{T_{\text{FWHM,fun}}} \quad (9.151)$$

und mit Gleichung (9.149) die Beziehung

$$\Omega_{\text{fun}} \approx \frac{\pi}{1.763} \cdot \sqrt{\frac{\gamma P_p}{|\beta_2|}}. \quad (9.152)$$

Die Berechtigung dieser Annahme wird weiter unten verständlich. Ein Vergleich von (9.152) und (9.145) führt uns schließlich zu nachstehender Identität

$$\Omega_{\text{MI,max}} \approx \Omega_{\text{fun}}. \quad (9.153)$$

Die Diskrepanz der Gleichungen resultiert aus der Schwierigkeit der Wertzuweisung für  $T_{p,0}$  bzw.  $T_{\text{FWHM}}$ ,  $\Omega_{\text{fun}}$  und  $P_p$ , da es sich bei der konventionellen Modellierung um eine (AM-)Kleinsignalanalyse handelt, deren Aussagen hier auf Pulse übertragen werden.

<sup>11</sup>die Diskussion der Systemperformance von NRZ-Systemen unter Berücksichtigung der Modulationsinstabilität erfolgt in Kapitel 12.2.1

Aus der Solitonentheorie ist weiterhin bekannt, daß die quasi-dämpfungs freie Glasfaser das Potential hat, Abweichungen von der perfekten sech-Solitonform oder -leistung selbständig zu korrigieren, falls die Bedingung

$$N_{\text{sol}} > N_{\text{sol},c} = 0.5 \quad (9.154)$$

erfüllt ist. In einem analogen Gedankengang kann nun gezeigt werden, daß die der kritischen Ordnung  $N_{\text{sol},c}$  zugeordnete Kreisfrequenz  $\Omega_{\text{fun},c}$  zu der Cutoff-Kreisfrequenz der gewöhnlichen Modulationsinstabilität näherungsweise in folgendem Verhältnis steht

$$\Omega_{\text{fun},c} \approx \Omega_{\text{MI},c}. \quad (9.155)$$

Mithin können wir im konventionellen MI-Graph die Nomenklatur der Solitonen einführen (siehe Abbildung 9.29), was uns einen tieferen physikalischen Einblick erlaubt. So wird offensichtlich, daß die Glasfaser den maximalen spektralen Gewinn bei der Frequenzablage liefert, die – unter Beachtung des eingespeisten Leistungspegels – zur Ausbildung eines Solitons erster Ordnung  $N_{\text{sol}}=1$  führte. Solitonen höherer Ordnung erscheinen weniger attraktiv, weshalb der Gewinn abnimmt. Bei Unterschreiten der kritischen Ordnung von  $N_{\text{sol},c}=0.5$  hingegen verliert die Faser die Fähigkeit Solitonen auszubilden.

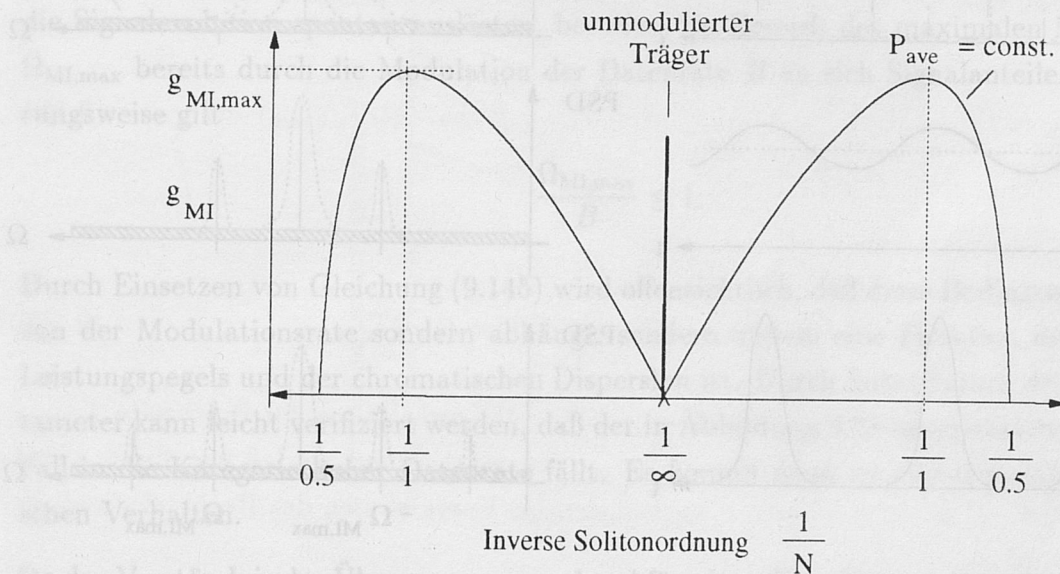


Abbildung 9.29: Verknüpfung der klassischen (NRZ-)Modellierung der Modulationsinstabilität mit der Solitonentheorie

Betrachten wir nun die Evolution eines beliebigen Eingangssignals in Solitonen genauer. Zweckmäßigerweise unterscheiden wir zwischen drei Fällen, dem unmodulierten Träger,



einem Signal geringer Bandbreite und einem Signal hoher Bandbreite, wobei die Begriffe *gering* und *hoch* im Verlauf der Analyse noch konkretisiert werden. Desweiteren gehen wir davon aus, daß ein Grundrauschen stets im System vorhanden sei. In den Abbildung 9.30a-c ist die zeitliche und in den Abbildungen 9.30d-f die spektrale Evolution eines NRZ-Signals in der nichtlinearen, anomal-dispersiven Glasfaser qualitativ dargestellt.

Im Falle des unmodulierten Kanals reduziert sich das Spektrum auf einen Anteil um die optische Mittenfrequenz  $\omega_0$  ( $\Omega = 0$ ). In dem Bestreben, isolierte Solitonenpulse zu generieren, versucht die Glasfaser zunächst, eine geeignete Amplitudenmodulation hervorzurufen. Entsprechend werden im Spektrum Seitenlinien bei den Frequenzen  $\pm\Omega_{\text{MI,max}} = \pm\Omega_{\text{fun}}$  ausgebildet. Beim unmodulierten Kanal geschieht dies durch Vier-Photonen-Mischung zwischen dem Träger und Rauschphotonen. Da es sich hierbei zunächst nicht um Einzelpulse sondern um ein harmonisches Signal handelt, stehen Pulsdauer  $T_{\text{p,0}}$  bzw.  $T_{\text{FWHM}}$  und Wiederholfrequenz in einem definierten Verhältnis zueinander, was wir bereits in Gleichung (9.151) ausgenutzt hatten.

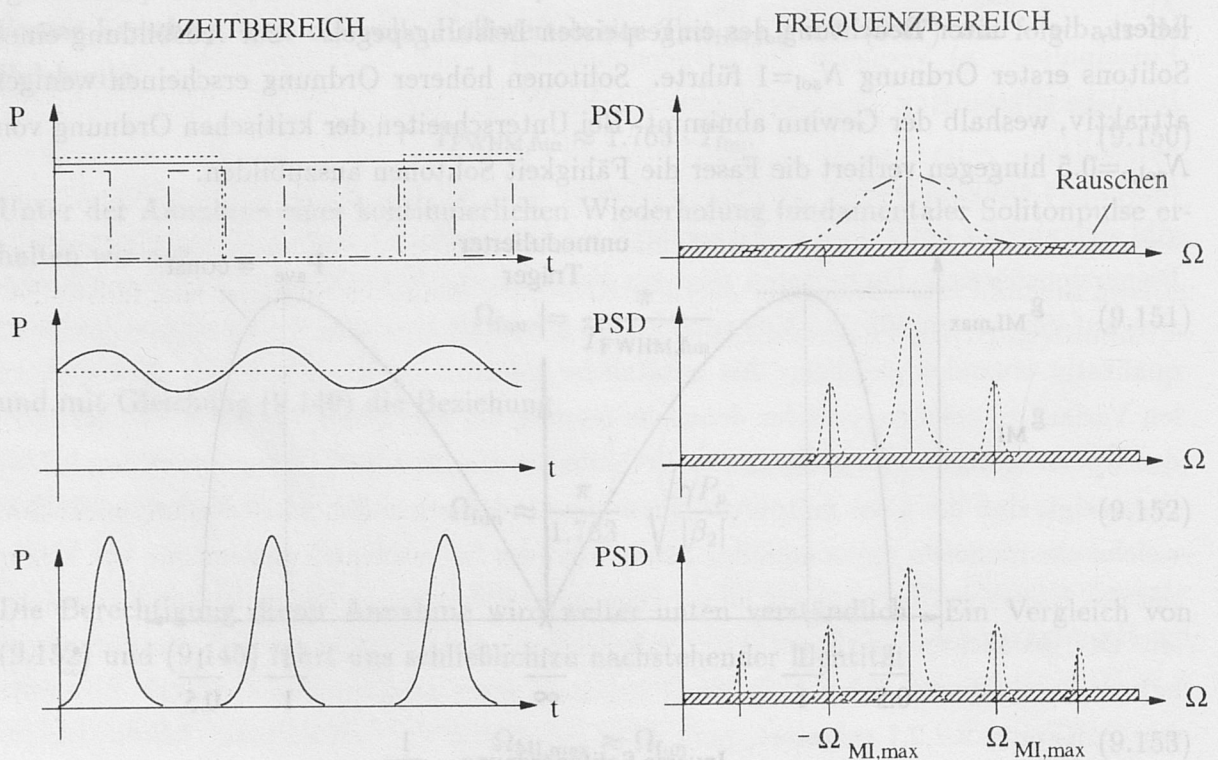


Abbildung 9.30: Evolution des zeitlichen Signalverhaltens und des Signalspektrums unter Einfluß der Modulationsinstabilität

Theoretisch würde der Übergang zu definierten Pulsen nun eine Zunahme des AM-Indizes bedingen, wodurch es zur Ausbildung höherer Spektralkomponenten kommen müßte.

Die Erzeugung derartiger Seitenlinien könnte durch Vier-Photonen-Mischung zweiter und höherer Ordnung erreicht werden, bei der bereits durch 4PM generierte Seitenlinien selbst einen neuen Mischprozeß initiieren. Die tatsächliche Signalevolution weicht jedoch von diesem erwarteten Verlauf ab. Dies liegt darin begründet, daß wir bisher von der Annahme ausgegangen sind, die zugrundeliegenden physikalischen Vorgänge seien rein deterministische Vier-Photonen-Mischprozesse, die durch einen periodischen Leistungsaustausch zwischen den in der Interaktion involvierten Spektralanteilen (Signal, Stokes und Anti-Stokes) charakterisiert sind. Dies ist jedoch nicht immer der Fall. So erfolgt beim monochromatischen Signal die Ausbildung der Stokes- und Antistokeslinien erster Ordnung durch parametrische Verstärkung der entsprechenden Grundrauschphotonen. Bei geringem Leistungspegel wird der Leistungstransfer zwischen diesen drei Komponenten mit fortschreitender Übertragungslänge periodisch sein (siehe Gleichungen (7.91) und (7.92)). Ist der Leistungspegel jedoch hoch genug, um zur Ausbildung höherer Stokes und Antistokes-Linien zu führen, so kommt es zu *aperiodischem* und *chaotischem* Verhalten. Dieser Fall wird an späterer Stelle noch weiter diskutiert. Bezüglich der obigen Diskussion bedeutet dies jedoch, daß ein Übergang zu einem definierten Soliton nicht erreicht werden kann.

Der zweite Fall, von Signalen geringer Datenrate, ist prinzipiell völlig analog zum monochromatischen Fall; er kann als quasi-monochromatisch modelliert werden.

Während im monochromatischen und im quasi-monochromatischen Fall Rauschphotonen die Signalevolution spontan auslösten, bestehen im Bereich des maximalen MI-Gewinns  $\Omega_{\text{MI,max}}$  bereits durch die Modulation der Datenrate  $B$  an sich Signalanteile, falls näherungsweise gilt

$$\frac{\Omega_{\text{MI,max}}}{B} \leq 1. \quad (9.156)$$

Durch Einsetzen von Gleichung (9.145) wird offensichtlich, daß diese Bedingung nicht nur von der Modulationsrate sondern abhängt, sondern zudem eine Funktion des optischen Leistungspegels und der chromatischen Dispersion ist. Durch Substitution der Systemparameter kann leicht verifiziert werden, daß der in Abbildung 9.28 ausgewertete, simulierte Fall in die Kategorie hoher Datenrate fällt. Es kommt dann zu einem stabilen, periodischen Verhalten.

Da das Verständnis des Übergangs von rechteckförmigen Signalpulsen zu Solitonen und die damit verbundenen Stabilitätsfragen von wesentlicher Bedeutung für die Vorhersage der zu erwartenden Systemstörungen der nonreturn-to-zero Systeme ist, wollen wir abschließend die Pulsevolution in Form eines Diagramms veranschaulichen. Hierbei sei darauf hingewiesen, daß der eigentliche Schwerpunkt weniger auf der exakten Quantifizierung der Phänomene, als auf der Entwicklung eines intuitiven Verständnisses liegt. Daher wollen



wir an dieser Stelle als Eingangssignale ideale Rechtecke annehmen. Für die Energie  $E_{\text{rect}}$  eines Rechtecks der Weite  $T_{\text{FWHM,rect}}$  und der Spitzenleistung  $P_p$  gilt

$$E_{\text{rect}} = P_p \cdot T_{\text{FWHM,rect}}. \quad (9.157)$$

Mit den Gleichungen (8.38) und (8.39) können wir nun in (9.157) die Dispersions- und die Nichtlinearitätslänge,  $L_{\text{dis}}$  respektive  $L_{\text{nl}}$ , einführen. Wir erhalten in der dämpfungsfreien Glasfaser

$$L_{\text{dis,rect}} = c_1 \cdot \frac{1}{(\gamma P_p)^2} = c_1 \cdot L_{\text{nl}}^2, \quad (9.158)$$

mit

$$c_1 := \frac{\gamma^2 E_{\text{rect}}^2 |\beta_2|}{4}, \quad (9.159)$$

wobei wir den Zusammenhang  $T_{\text{FWHM,rect}} = 2T_{\text{p,0,rect}}$  ausgenutzt haben. Trägt man für verschiedene konstante Energiewerte  $E_{\text{rect}}$  bzw. konstante  $c_1$ -Werte den Verlauf der Dispersionslänge als Funktion der inversen Nichtlinearitätslänge auf, so ergeben sich bei doppelt-logarithmischer Darstellung die in Abbildung 9.31 gepunktet eingezeichneten *Iso-Energielinien des Rechteckpulses*.

In einem zweiten Schritt berechnen wir nun die Energie  $E_{\text{sech}}$  eines sech-Pulses der Spitzenleistung  $P_p$  und der Pulsweite  $T_{\text{p,0,sech}}$ . Durch Integration erhalten wir

$$E_{\text{sech}} = P_p \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \text{sech}^2(t/T_{\text{p,0,sech}}) dt = P_{\text{ave}} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \cos^{-2}(t/T_{\text{p,0,sech}}) dt. \quad (9.160)$$

Mit [34] ergibt sich daraus

$$E_{\text{sech}} = P_p \cdot \tanh(t/T_{\text{p,0,sech}})|_{-\infty}^{+\infty} = P_p \cdot 2T_{\text{p,0,sech}}. \quad (9.161)$$

Hieraus wird ersichtlich, daß die *Iso-Energielinien* des sech-Pulses der Pulsbreite  $T_{\text{p,0,sech}}$  mit denen des Rechtecks der Pulsweite  $T_{\text{p,0,rect}}$  übereinstimmen, so daß wir die in Abbildung 9.31 gepunktet eingetragenen Kurven den *Iso-Energielinien* des Rechtecks und des sech-Pulses entsprechen.

In einem letzten Schritt tragen wir schließlich die *Iso-Solitonlinien* zusätzlich in Abbildung 9.31 ein. Sie berechnen sich nach Gleichung (9.35) aus der Forderung

$$N_{\text{sol}}^2 = \text{constant} = \frac{\gamma P_p T_{\text{p,0,rect}}^2}{|\beta_2|} \quad (9.162)$$

zu

$$L_{\text{dis,sol}} = N_{\text{sol}}^2 \frac{1}{\gamma P_p} = N_{\text{sol}}^2 L_{\text{nl}}. \tag{9.163}$$

Anhand der so gewonnenen Darstellung läßt sich nun die Evolution und die Stabilität von Einzelpulsen in nichtlinearen, dispersiven Glasfasern qualitativ diskutieren. Nehmen wir zunächst an, daß der Eingangsrechteckpuls auf Punkt 1 liegt. Die Glasfaser möchte nun diesen Puls in ein Soliton transformieren. Hierzu stehen zwei Freiheitsgrade bereit: Zum einen kann durch *Pulsverformung* (engl.: Pulse Reshaping) der Ort im Diagramm entlang der Iso-Energielinien variiert werden. Zum anderen besteht die Möglichkeit, durch *Abgabe von Energie* eine Annäherung an ein stabiles Soliton zu erreichen. Hierbei wird die überschüssige Energie durch Abstrahlung sogenannter *linearer dispersiver Wellen* (engl.: Linear-Dispersive Waves) vom Signalpuls getrennt. Diese beiden Freiheitsgrade sind schematisch in Abbildung 9.31 durch entsprechende Pfeile dargestellt. Im Falle der Anfangsbedingung 1 wird unmittelbar ersichtlich, daß nur das fundamentale Soliton der Ordnung  $N_{\text{sol}} = 1$  angestrebt werden kann, da eine Energieaufnahme nicht möglich ist. Die von der Glasfaser zur Pulsverformung zur Verfügung gestellte Kraft resultiert aus dem Zusammenspiel von Dispersion und Selbstphasenmodulation und entspricht der gewöhnlichen Modulationsinstabilität.

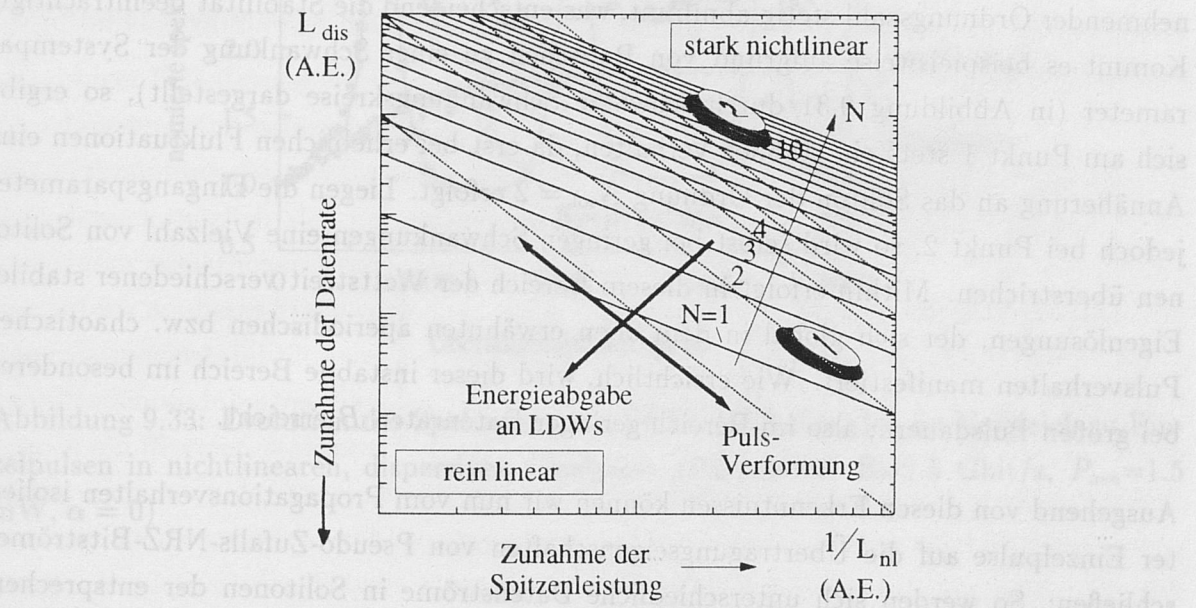


Abbildung 9.31: Diskussion der Evolution von NRZ-Signalen in Solitonen (gestrichelt: Iso-Energielinien, durchgezogen: Iso-Solitonlinien)

Ergänzend zu diesem Evolutionsdiagramm ist in Abbildung 9.32 die numerisch ermittelte Entwicklung eines eingespeisten Rechteckpulses in ein Soliton der Ordnung  $N_{\text{sol}} = 1$



gezeigt. Deutlich ist sind die abgestrahlten linear-dispersiven Wellen zu erkennen.

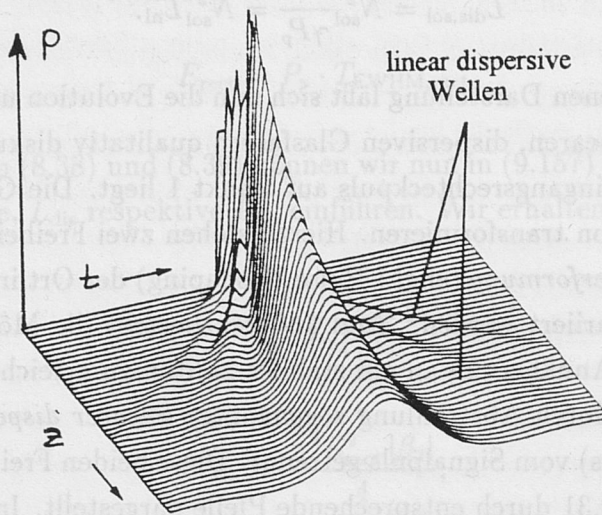


Abbildung 9.32: Numerisch berechnete Entwicklung eines isolierten Rechteckpulses in ein stabiles fundamentales Soliton in der dämpfungs-freien Glasfaser)

Von wesentlicher Bedeutung ist, daß der Abstand der einzelnen Iso-Solitonlinien mit zunehmender Ordnungszahl stetig abnimmt, was entscheidend die Stabilität beeinträchtigt: Kommt es beispielsweise aufgrund von Rauschen zu einer Schwankung der Systemparameter (in Abbildung 9.31 durch schwarze Schwankungskreise dargestellt), so ergibt sich am Punkt 1 stets ein stabiles Verhalten, da erst bei erheblichen Fluktuationen eine Annäherung an das Soliton der Ordnung  $N_{\text{sol}} = 2$  erfolgt. Liegen die Eingangsparameter jedoch bei Punkt 2, so wird selbst bei geringen Schwankungen eine Vielzahl von Solitonen überstrichen. Mithin erfolgt in diesem Bereich der Wettstreit verschiedener stabiler Eigenlösungen, der sich global in dem oben erwähnten aperiodischen bzw. chaotischen Pulsverhalten manifestiert. Wie ersichtlich, wird dieser instabile Bereich im besonderen bei großen Pulsdauern, also im Bereich geringer Datenraten  $B$  erreicht.

Ausgehend von diesen Erkenntnissen können wir nun vom Propagationsverhalten isolierter Einzelpulse auf die Übertragungseigenschaften von Pseudo-Zufalls-NRZ-Bitströmen schließen: So werden sich unterschiedliche Datenströme in Solitonen der entsprechenden Ordnungen entwickeln, falls die essentielle Stabilitätsbedingung, angenähert durch Gleichung (9.156), erfüllt ist. Wird beispielsweise die logische Bitsequenz NULL EINS NULL zum Soliton der Ordnung  $N_{\text{sol}} = 1$ , so ergibt sich für zwei aufeinanderfolgende logische Einsen NULL EINS EINS NULL die doppelte Pulsweite und nach Gleichung (9.35) folglich auch die zweifache Solitonordnung. Mithin erwarten wir bei Untersuchung

des Spektrums von PRBS-NRZ-Folgen die Überlagerung verschiedener Periodizitäten. Um dies zu verifizieren, wurde die Übertragung einer  $(2^7 - 1)$  2.5 Gbit/s NRZ-Sequenz über eine nichtlineare Glasfaser der Dispersion  $\beta_2 = -20 \text{ ps}^2/\text{km}$  simuliert. Das Ergebnis in Abbildung 9.33 bestätigt zunächst die Erwartungen hinsichtlich der verschiedenen Periodizitäten. Zu bemerken ist jedoch, daß sich mit zunehmender Übertragungslänge eine Bedämpfung des oszillatorischen Verhaltens einstellt, die eine Störung der unabhängigen Überlagerung der einzelnen Solitonen suggeriert. In der Tat tritt eine derartige Beeinflussung auf. Sie resultiert aus der Interaktion der einzelnen Solitonen, deren Unterdrückung die Einhaltung eines gewissen zeitlichen Mindestabstands nach Gleichung (9.121) erfordert, der in konventionellen NRZ-Systemen im allgemeinen unterschritten wird. Ferner führen die beim Übergang zum Soliton abgestrahlten linear-dispersiven Wellen zu einer Verkopplung konsekutiver Pulse und folglich zu einer Störung der einzelnen Solitonen.

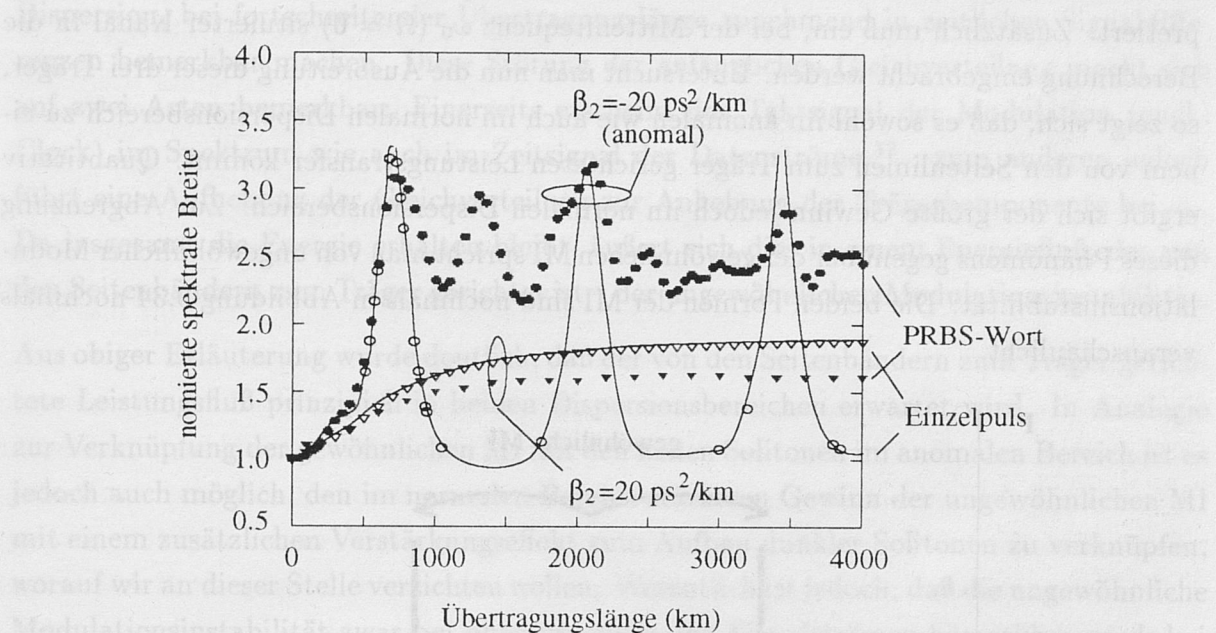


Abbildung 9.33: Evolution des Spektrums von PRBS-NRZ-Signalen im Vergleich zu Einzelpulsen in nichtlinearen, dispersiven Glasfasern (Parameter:  $B=2.5 \text{ Gbit/s}$ ,  $P_{\text{ave}}=1.5 \text{ mW}$ ,  $\alpha = 0$ )

In dem nun folgenden Kapitel wollen wir die zweite Form der Modulationsinstabilität vorstellen.



### 9.6.2 Ungewöhnliche Modulationsinstabilität

Wie gezeigt werden kann, existiert neben der gewöhnlichen MI noch eine weitere Form der Modulationsinstabilität, die in der Literatur als *ungewöhnliche MI* (engl.: unusual MI) bezeichnet wird [84]. Selbst in Expertenkreisen mangelt es häufig an einem tieferen Verständnis dieses Effekts; stellenweise wird die Existenz der ungewöhnlichen MI sogar angezweifelt. Ursache hierfür ist die nur sehr unelegante Erklärungsform, die zwar mathematisch einwandfreie Ergebnisse liefert, physikalisch gesehen jedoch eher verwirrt als erklärt. Prinzipiell entspricht diese komplizierte Beschreibungsform einer konsistenten Erweiterung der konventionellen 4PM-Modellierung der gewöhnlichen MI: Betrachten wir beispielsweise die Ausbreitung eines harmonischen phasenmodulierten Kanals, dessen Eingangsspektrum aus zwei Seitenbändern besteht. Im Rahmen der Analyse werden diese Seitenlinien zunächst zu Linien diskretisiert und als zwei getrennte optische Kanäle interpretiert. Zusätzlich muß ein, bei der Mittenfrequenz  $\omega_0$  ( $\Omega = 0$ ) situierter Kanal in die Berechnung eingebracht werden. Untersucht man nun die Ausbreitung dieser drei Träger, so zeigt sich, daß es sowohl im anomalen wie auch im normalen Dispersionsbereich zu einem von den Seitenlinien zum Träger gerichteten Leistungstransfer kommt. Quantitativ ergibt sich der größte Gewinn jedoch im normalen Dispersionsbereich. Zur Abgrenzung dieses Phänomens gegenüber der gewöhnlichen MI spricht man von ungewöhnlicher Modulationsinstabilität. Die beiden Formen der MI sind nochmals in Abbildung 9.34 nochmals veranschaulicht.

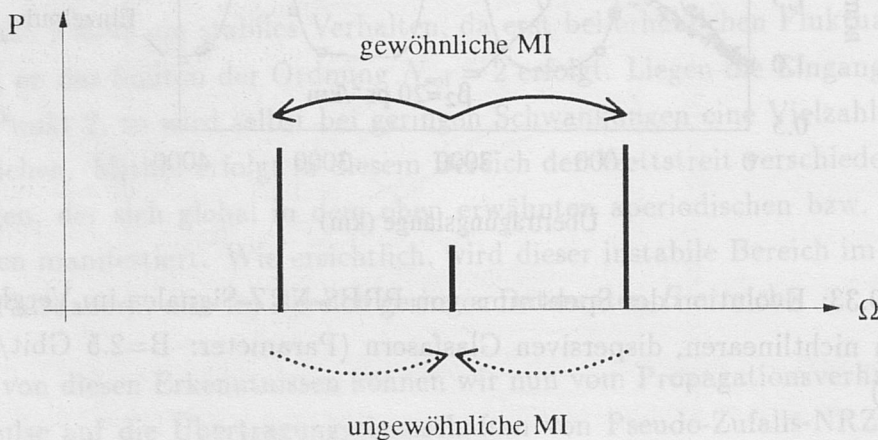


Abbildung 9.34: Spektrale Leistungsflüsse durch gewöhnliche und ungewöhnliche Modulationsinstabilität

Während bei der Modellierung der gewöhnlichen MI die Selbstphasenmodulation eines Kanals ausreichte, um eine Phasenanpassung der 4PM herbeizuführen, wird bei der ungewöhnlichen MI die Phasenanpassung der Vier-Photonen-Mischung durch die Selbst-

phasenmodulation und ferner durch Kreuzphasenmodulation der einzelnen (drei) Kanäle erreicht. Bereits die Tatsache, zur Beschreibung eines einzelnen Kanals drei Quasi-Kanäle anzusetzen verdeutlicht die Uneleganz dieser Modellierung.

Im folgenden wollen wir eine alternative Erklärung vorstellen. Hierzu betrachten wir wiederum die Ausbreitung eines phasenmodulierten Signals. Aufgrund von Filterungseffekten weist jedes Sendesignal geringfügige Asymmetrien zwischen den optischen EINS und NULL Signalen bzw. Signalfolgen auf. Am Ort des Senders sind diese Diskrepanzen jedoch vernachlässigbar und folglich ist, bei einer Gleichverteilung von EINSEN und NULLEN, das Spektrum der Phasenmodulation trägerlos. Die bei Propagation durch die Glasfaser wirkende nichtlineare Selbstphasenmodulation ist jedoch entscheidend von der exakten Signalform abhängig. Folglich werden sich die anfänglich geringen Asymmetrien in unterschiedlichen nichtlinearen Phasenhüben und, durch den Einfluß der chromatischen Dispersion, bei fortschreitender Übertragungslänge zunehmend in zeitlichen Signaldifferenzen bemerkbar machen. Diese Störung der anfänglichen Gleichverteilung macht sich auf zwei Arten bemerkbar: Einerseits erscheint das Taktsignal der Modulation (engl.: Clock) im Spektrum wie auch im Zeitsignal der Datenströme <sup>12</sup>, zum anderen jedoch führt eine Aufhebung der Gleichverteilung zur Anhebung der Trägerkomponente bei  $\omega_0$ . Da insgesamt die Energie erhalten bleibt, äußert sich dies in einem Energiefluß, der von den Seitenbändern zum Träger gerichtet ist – der ungewöhnlichen Modulationsinstabilität.

Aus obiger Erläuterung wurde deutlich, daß der von den Seitenbändern zum Träger gerichtete Leistungsfluß prinzipiell in beiden Dispersionsbereichen erwartet wird. In Analogie zur Verknüpfung der gewöhnlichen MI mit den hellen Solitonen im anomalen Bereich ist es jedoch auch möglich, den im normalen Bereich stärkeren Gewinn der ungewöhnlichen MI mit einem zusätzlichen Verstärkungseffekt zum Aufbau dunkler Solitonen zu verknüpfen, worauf wir an dieser Stelle verzichten wollen. Wesentlich ist jedoch, daß die ungewöhnliche Modulationsinstabilität zwar bei phasenmodulierten Signalströmen bemerkbar wird; bei amplitudenmodulierten Signalen hingegen ist diesem zum Träger gerichteten Energiefluß jedoch ein inverser, stärkerer Fluß überlagert, so daß die ungewöhnliche MI bei IM-Übertragung im anomalen Dispersionsbereich zunächst nicht ersichtlich wird. Kommt es jedoch zu einer nennenswerten Anhebung der Seitenbänder, die zur energetischen Schwächung (engl.: Depletion) des Trägers führt, so wird die ungewöhnliche MI dominant, was sich in einem Rückfluß von den Seitenbändern zum Träger hin äußert. Mithin können wir das spektrale periodische Verhalten von (hellen) Solitonen höherer Ordnung im anomalen Dispersionsbereich auch durch ein Wechselspiel von gewöhnlicher und ungewöhnlicher Modulationsinstabilität interpretieren.

<sup>12</sup>Prinzipiell könnte diese Spektralkomponente optisch herausgefiltert werden und zur voll-optischen Taktregeneration genutzt werden



## 9.7 Erweiterung auf winkelmodulierte Systeme

In Kapitel 5.5 hatten wir bereits gezeigt, daß sich die linearen Dispersionsgrenzen phasen- und frequenzmodulierter Signale formal völlig analog zu den Grenzen amplitudenmodulierter Datenströme beschreiben lassen. Berücksichtigt man, daß die Selbstphasenmodulation lediglich zu einer nichtlinearen Verschiebung dieser Grenzen führt, so erwarten wir prinzipiell auch hinsichtlich des nichtlinearen Verhaltens wiederum analoge Formalismen. Diese Vermutungen bestätigend zeigen numerische Untersuchungen, daß sich für winkelmodulierte Systeme das erreichbare Bitrate-Länge-Produkt wie folgt in Übereinstimmung zu Gleichung (9.88) bzw. zu Gleichung (9.126) beschreiben läßt

$$B \cdot L = \xi_{\text{angle}} \cdot \sqrt{\frac{G_{\text{OA}} \ln(G_{\text{OA}})}{G_{\text{OA}} - 1} \frac{1}{\gamma P_{\text{ave}} |\beta_2|}}. \quad (9.164)$$

Zwar sind die in der Literatur (zumeist implizit) auftretenden Wertzuweisungen für  $\xi_{\text{angle}}$  widersprüchlich, hinsichtlich des Längenverhalten des Penaltys läßt sich jedoch folgende Evolution begründen: Bei der idealen Winkelmodulation ist die eingespeiste Hüllkurve konstant. Folglich führt die Selbstphasenmodulation nach Gleichung (9.17) lediglich zu einem konstanten Phasenversatz, der die Systemperformance von DPSK und CPFSK nicht beeinflußt.

Mit zunehmender Übertragungslänge erfolgt jedoch eine lineare FM-AM-Konversion, die lineare Selbstamplitudenmodulation, die über die nichtlineare Brechzahl nun eine zeitlich dynamische Änderung der optischen Momentanphase herbeiführt. Während im linearen Fall recht hohe dispersions-induzierte AM-Indizes (bis etwa 50%) noch tolerierbar sind und lediglich zu geringen Phasenstörungen führen [85], machen sich selbst geringe AM-Indizes im nichtlinearen Fall deutlich in der Systemperformance bemerkbar.

Zusammenfassend äußert sich dies in einem zunächst langsameren Anstieg des Penaltys als Funktion der Länge bei winkelmodulierten Systemen im Vergleich zu IM-Systemen, das jedoch bei Überschreiten eines gewissen Grenzwertes schlagartig zunimmt. Letzterer ist durch dann nicht mehr vernachlässigbare FM-AM-Konversion und folglich durch die Datenrate und chromatische Dispersion bestimmt. Im normalen Dispersionsbereich ist ferner die ungewöhnliche Modulationsinstabilität noch von Bedeutung. So erfolgt durch den einsetzenden Energiefluß in Richtung des Trägers zu Beginn der Faserstrecke zunächst eine spektrale Kompression, die eine geringfügige Reduktion der effektiv wirksamen Dispersion herbeiführt und darüber hinaus sogar zu einer Verringerung des Penaltys führen kann [86]. Wie bei der gewöhnlichen MI intensitätsmodulierter Signale im anomalen Dispersionsbereich ist jedoch auch dieser Effekt nur örtlich-transient. Zusammenfassend

ergeben sich für winkelmodulierte Systeme im linearen Fall wie auch im nichtlinearen Fall geringere Kapazitätsgrenzen als bei IM/DD.

Als wesentliche Erkenntnis dieses Abschnitts wollen wir festhalten, daß für NRZ-Interkontinentalsysteme einzig intensitätsmodulierte Systeme zur Anwendung kommen können, bei welchen der Einsatz kohärenter Detektion gegenüber der direkten Detektion weder aus technischen noch aus wirtschaftlichen Gesichtspunkten her betrachtet vorteilhaft erscheint. Dies ist umso bedeutsamer, als daß im besonderen in diesem Bereich die größte Wahrscheinlichkeit zur Einführung der (noch) sehr kostenintensiven kohärenten optischen Nachrichtentechnik bestanden hätte. In dem für zukünftige europäische Netze besonders interessanten Längenbereich von bis zu 1 Mm (1000 km) können jedoch sowohl winkel- als auch intensitätsmodulierte Systeme zur Übertragung und ferner direkte wie auch kohärente Detektion eingesetzt werden, obgleich bei Punkt-zu-Punkt-Verbindungen durch die übrigen Systemkonzepte auch hier kein kohärenter Gewinn gegenüber der technologisch einfacheren Intensitätsmodulation mit Direktdetektion zu erwarten ist. Bei Breitbandverteilsystemen hingegen ist die zu realisierende Übertragungslänge von vornherein begrenzt. Hier kann nur durch einen detaillierten Kostenvergleich zwischen den Alternativen *optisch-verstärktes IM/DD* und *kohärenter Empfänger* entschieden werden, in welchem der durch Einsatz optischer EDFAs erreichbare Empfindlichkeitsgewinn ökonomisch mit dem inhärenten Empfindlichkeitsvorteil kohärenter Verfahren zu vergleichen ist. Von besonderer Bedeutung in dieser Kostenanalyse sind die Aufwendungen pro Empfänger, die durch die Realisierung preisgünstiger, integriert-optischer kohärenter Empfänger erheblich zu Gunsten der kohärenten Nachrichtentechnik beeinflusst werden könnten. Mit entscheidend ist hierbei jedoch auch das spezifische Konzept der Vernetzung. Wird beispielsweise ein unmittelbarer Anschluß eines jeden Teilnehmers am optischen Netz erstrebt, so kommt der Kostensenkung optischer Komponenten im Teilnehmerbereich und mithin auch der Entwicklung integriert-optisch kohärenter Empfangsmodule eine zentrale Rolle zu. Aus Wirtschaftlichkeitsbetrachtungen erweist sich jedoch dieses als *Fiber-to-the-Home* bezeichnete Szenarium gegenüber der coaxialen Anbindung der Nutzer an das optische Netz (*Fiber-to-the-Curb*) als nachteilig [88]. Folglich ist eine Markteinführung des Überlagerungsempfangs auch hier nicht zu erwarten.



## Kapitel 10

# Stimulierte-Brillouin-Streuung

Während die lineare Rayleigh-Streuung<sup>1</sup> an herstellungsbedingten Brechzahlsschwankungen lediglich einen geringen Bruchteil der einfallenden optischen Signalwelle (etwa 3%) zum Sender hin reflektiert, zeigt sich, daß bei Überschreiten eines gewissen Schwellenwertes ein erheblicher Anteil der Signalleistung in eine rücklaufende Welle transferiert wird. Ursache hierfür ist die nichtlineare *Stimulierte-Brillouin-Streuung* (engl.: *Stimulated Brillouin Scattering*), deren physikalische Hintergründe im folgenden erläutert werden sollen. Obgleich Brillouin bereits im Jahre 1922 in Paris die ersten theoretischen Überlegungen zur SBS vorstellte, gelang der experimentelle Nachweis dieses Effekts erst 1964, was auf die Verfügbarkeit spektral schmalbandiger optischer Quellen hoher Ausgangsleistung zurückzuführen ist.

## 10.1 Nichtlineare Glasfaser als Phononen-Maser

Bislang hatten wir bei der Diskussion der nichtlinearen Wechselwirkung zwischen propagierendem Feld und Medium lediglich die instantane Verschiebung der Elektronenhüllen relativ zu den schweren Atomrümpfen betrachtet. Bei der parametrischen Selbstphasenmodulation war dies zulässig, da die SPM nahezu ausschließlich über die nichtlineare Elektronenssuszeptibilität  $\chi_e^{(3)}$  wirkt. Darüber hinaus führt jedoch das modulierte Feld ebenfalls zu einer Auslenkung der Atomkerne und mithin zur Ausbildung akustischer Phononen<sup>2</sup> der Wellenlänge  $\lambda_a$ , an welchen dann das vorwärtslaufende Feld selbst gestreut wird. Die so entstehende rückwärtspropagierende Welle ist in der Frequenz um  $\Delta f_{\text{SBS}}$  bezüglich der Signalmittenfrequenz  $f_0 = \omega_0/(2\pi)$  durch den wirkenden *Doppler-Effekt* nach unten verschoben und wird als *Stokeswelle* bezeichnet. Alternativ hierzu läßt sich dieses Ergebnis natürlich auch unmittelbar aus der Erfüllung der Energie- und Impulserhaltungssätze ableiten. Hierzu ist die Stimulierte-Brillouin-Streuung als ein Dreiteilchenprozeß zu modellieren, wobei zwei Photonen und ein akustisches Phonon beteiligt sind. Mithin handelt es sich um einen unelastischen Prozeß, der, nach der in Kapitel 7.2.1 eingeführten Konvention, *nicht-parametrisch* ist.

Prinzipiell wären neben der angenommenen kolinearen Rückstreuung beliebige Reflektionswinkel denkbar. Dennoch zeigen Messungen, daß die Stimulierte-Brillouin-Streuung

<sup>1</sup>siehe Ausführungen in Kapitel 4.2.1

<sup>2</sup>siehe Begriffsdefinition in Kapitel 4.3

nahezu ausschließlich zu einer kolinearen Reflektion führt. Die physikalische und analytische Begründung dieses Verhaltens wollen wir anhand von Abbildung 10.1 vorstellen. Vernachlässigen wir zunächst die Führungseigenschaften der Glasfaser, so kann die Wellenlänge  $\lambda_a$  des akustischen Phonons mit der optischen Signalmittenwellenlänge  $\lambda_0$  über die Braggbedingung <sup>3</sup> in Zusammenhang gebracht werden. Hiernach gilt [89]

$$\lambda_a \stackrel{!}{=} \frac{\lambda_0}{n_{\text{lin}}} \frac{1}{2 \sin \left( \frac{\Theta_{\text{in}}}{2} \right)}, \quad (10.1)$$

wobei  $n_{\text{lin}}$  die lineare Kernbrechzahl und  $\Theta_{\text{in}}$  der Winkel zwischen dem Wellenvektor des Signals  $\vec{k}_{\text{sig}}$  und der Stokeswelle  $\vec{k}_{\text{stokes}}$  bezeichnen. Wie aus Abbildung 10.1 deutlich wird, sichert das Einhalten der Bedingung (10.1) die konstruktive Überlagerung der an konsektiven Wellenbergen (bzw. -tälern) rückgestreuten Stokesanteile, was makroskopisch zu einer hohen Kopplungseffizienz vom Signal- zum Stokeskanal führt.

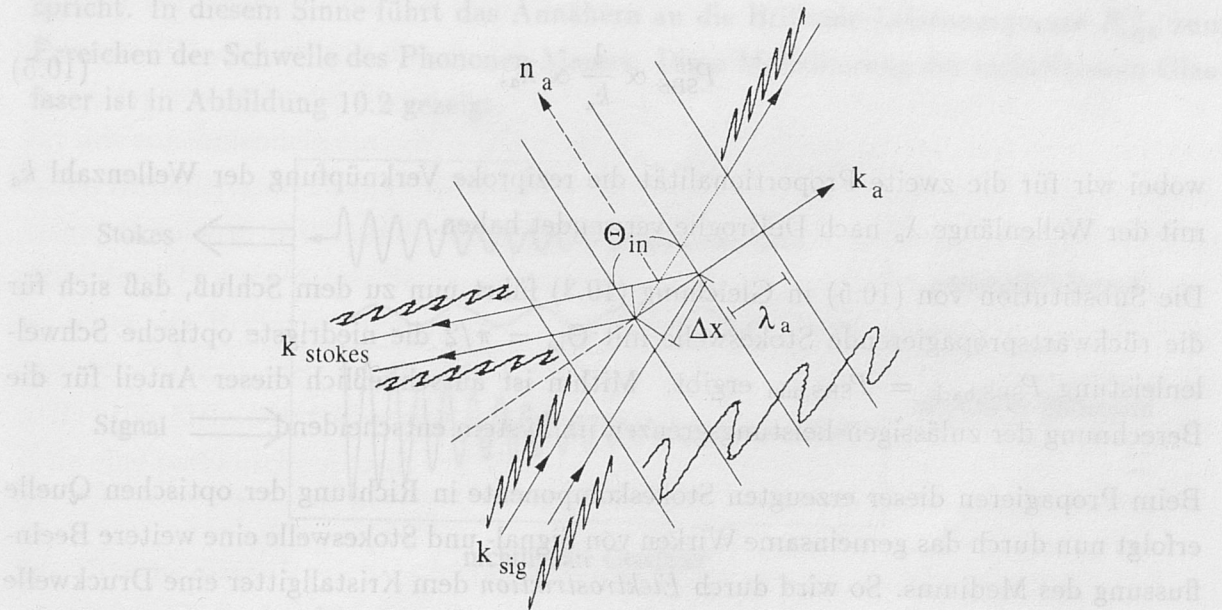


Abbildung 10.1: Betrachtung der Signalstreuung an akustischen Phononen zur Ableitung der Braggbedingung

Bereits nach Gleichung (10.1) ergibt sich für die vorwärtspropagierende Stokeswelle

$$\lambda_{a, \text{for}}(\Theta_{\text{in}} = 0) \longrightarrow \infty \quad (10.2)$$

und mithin eine Differenzfrequenz von Null zwischen Signal- und Stokeswelle. Im Gegensatz hierzu folgt für die reflektierte Welle

<sup>3</sup>man bezeichnet diese Bedingung stellenweise auch als *Dispersionsrelation*



$$\lambda_{a,\text{back}}(\Theta_{\text{in}} = \pi) = \frac{\lambda_0}{2n_{\text{lin}}}, \quad (10.3)$$

womit  $\lambda_{a,\text{back}}$  minimal und folglich der Frequenzversatz zwischen Signal- und Stokeskanal maximal wird. Dieser gleicht der Phononenfrequenz und berechnet sich mithin wie folgt aus der Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v_a$  und der Wellenlänge  $\lambda_{a,\text{back}}$  des Phonons zu

$$\Delta f_{\text{SBS}} = f_{a,\text{back}} = \frac{v_a}{\lambda_{a,\text{back}}} = 2 \cdot \frac{v_a \cdot n_{\text{lin}}}{\lambda_0}. \quad (10.4)$$

Mit  $v_a \approx 5.97 \text{ km/s}$  ergibt sich in Glasfasern etwa  $\Delta f_{\text{SBS}} = 10 \text{ GHz} \dots 13 \text{ GHz}$ . Wie in längeren mathematischen Berechnungen gezeigt wurde, besteht zwischen der SBS-Schwellenleistung  $P_{\text{SBS}}^{\text{th}}$  und der Wellenzahl der beteiligten, durch  $\Theta_{\text{in}}$  charakterisierten Gruppe akustischer Phononen  $k_a = |\vec{k}_a|$  nachstehende Proportionalität [90]

$$P_{\text{SBS}}^{\text{th}} \propto \frac{1}{k_a} \propto \lambda_a, \quad (10.5)$$

wobei wir für die zweite Proportionalität die reziproke Verknüpfung der Wellenzahl  $k_a$  mit der Wellenlänge  $\lambda_a$  nach DeBroglie verwendet haben.

Die Substitution von (10.5) in Gleichung (10.3) führt nun zu dem Schluß, daß sich für die rückwärtspropagierende Stokeswelle mit  $\Theta_{\text{in}} = \pi/2$  die niedrigste optische Schwellenleistung  $P_{\text{SBS,back}} = P_{\text{SBS,min}}$  ergibt. Mithin ist ausschließlich dieser Anteil für die Berechnung der zulässigen Leistungsgrenzen im System entscheidend.

Beim Propagieren dieser erzeugten Stokeskomponente in Richtung der optischen Quelle erfolgt nun durch das gemeinsame Wirken von Signal- und Stokeswelle eine weitere Beeinflussung des Mediums. So wird durch *Elektrostriktion* dem Kristallgitter eine Druckwelle (engl.: Pressure Wave) aufgeprägt und mithin die lokale Brechzahl beeinflusst. Von besonderer Bedeutung hierbei ist, daß die generierte Druckwelle  $p_w(z, t)$ , die natürlich wiederum als akustisches Phonon aufgefaßt werden kann, von der lokal wirksamen elektrischen Gesamtfeldstärke  $E$  quadratisch abhängt,

$$p_w(z, t) \propto E^2. \quad (10.6)$$

Da sich dieses Gesamtfeld aus der Signal- und Stokeswelle wie folgt zusammensetzt,

$$E = E_{\text{sig}} + E_{\text{stokes}}, \quad (10.7)$$

wird aus (10.6) ersichtlich, daß die Schwebung<sup>4</sup> von Signal und Stokes-Kanal unmittelbar die Frequenz der erzeugten Druckwelle determiniert. Da diese Differenzfrequenz der Frequenz des ursprünglich generierten akustischen Phonons gleicht,

$$\Delta f_{\text{SBS}} = f_{\text{sig}} - f_{\text{stokes}} = f_{\text{a,back}}, \quad (10.8)$$

können wir schließen, daß es zu einem weiteren, kohärenten, gequantelten Transfer von Signalphotonen zum Stokeskanal kommt, der zu einer exponentiellen Verstärkung des Stokeskanals führt, wobei gleichsam Phononen im Medium hervorgerufen werden.

Mithin können wir die nichtlineare Glasfaser als eine Kombination eines *Gitter-gestützten Kopplers* (engl.: Grating-Assisted Coupler) zwischen vorwärtslaufender Signal- und rückwärtspropagierender Stokeswelle mit einem aktiven Phononen-Masern interpretieren, so daß die oben geschilderte Evolution der Darstellung des Anschwingverhaltens entspricht. In diesem Sinne führt das Annähern an die Brillouin-Leistungsgrenze  $P_{\text{SBS}}^{\text{th}}$  zum Erreichen der Schwelle des Phononen-Masers. Diese Modellierung der nichtlinearen Glasfaser ist in Abbildung 10.2 gezeigt.

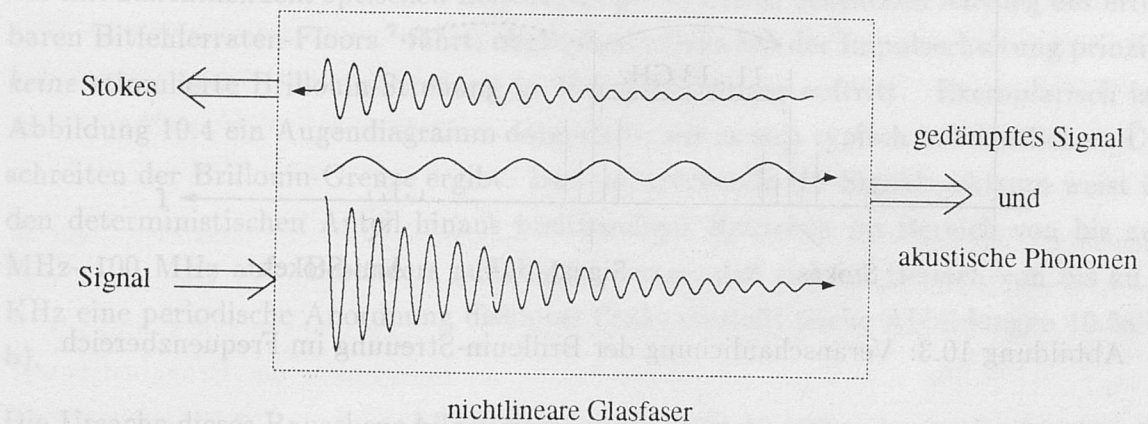


Abbildung 10.2: Modellierung der nichtlinearen Glasfaser als Phononen-Maser

Während die bei der Stimulierten-Raman-Streuung beteiligten *optischen* Phononen<sup>5</sup> eine sehr kurze Lebensdauer  $\tau_{\text{ph,opt}}$  aufweisen, liegt die Lebensdauer der am Brillouin-Prozeß partizipierenden akustischen Phononen bei einigen zehn Nanosekunden. Im Vergleich zu der enorm hohen Raman-Wechselwirkungsbandbreite von über 13 THz ist die SBS mithin lediglich in einem Frequenzbereich von etwa 20 MHz - 150 MHz wirksam, wobei der spezifische Wert von der Dotierung des Silica-Glases abhängig ist. Mithin kann die

<sup>4</sup>Schwebung bedeutet die Differenzfrequenz der beiden, auf unterschiedlichen optischen Frequenzen propagierenden Feldanteile

<sup>5</sup>siehe Kapitel 4.3



SBS *nicht* als instantaner Effekt modelliert werden; vielmehr sind dynamische Prozesse zu untersuchen.

Während die Energieerhaltung zur Generation der frequenzreduzierten Stokeskomponente die Erzeugung von Phononen bedingt, erfordert die Ausbildung der frequenzaufkonvertierten *Anti-Stokeswelle* eine entsprechende Absorption von Phononen, so daß sich dieser Effekt selbst dämpft. Lediglich bei deutlichem Überschreiten der (Stokes)-Brillouin-Grenze werden vom Phononen-Maser hinreichend akustische Phononen geliefert, um eine effiziente Generation der Anti-Stokes-Komponente zu generieren, so daß diese nichtlineare *Stokes-Anti-Stokes-Verkopplung* <sup>6</sup> für die Berechnung der zulässigen SBS-Schwellenpegel irrelevant ist.

Die prinzipielle spektrale Wirkung der SBS auf das deterministische Signalspektrum ist abschließend nochmals in Abbildung 10.3 veranschaulicht.

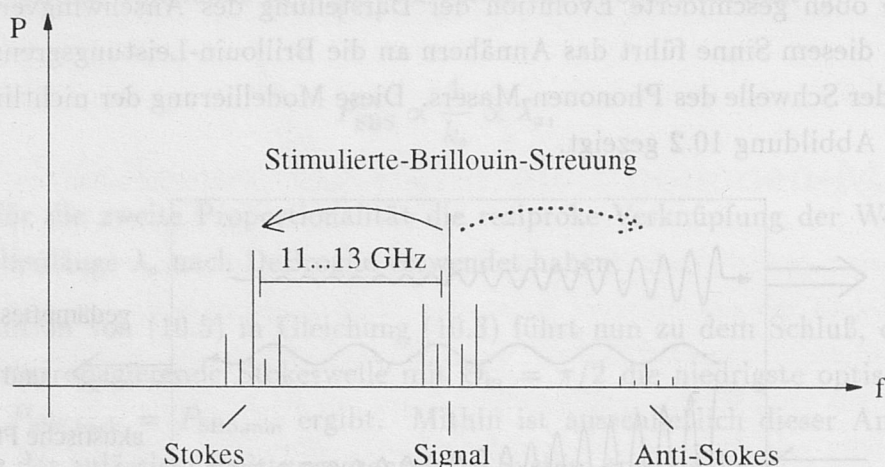


Abbildung 10.3: Veranschaulichung der Brillouin-Streuung im Frequenzbereich

<sup>6</sup>siehe auch hierzu Kapitel 7.2.2

## 10.2 Einfluß auf die Systemperformance

Wie bereits mehrfach erläutert, ist es im Hinblick auf die praktische Implementierung aus wirtschaftlichen Gesichtspunkten besonders wichtig, die Anzahl der optischen Zwischenverstärker zu minimieren. In diesem Sinne wäre eine gänzlich repeaterfreie Übertragung optimal. Dies bedingt jedoch senderseitig extrem hohe Leistungspegel. Während bei rein linearen Glasfasern die Dämpfungsgrenze eine maximale Übertragungsdistanz von 200 km - 300 km bei  $B = 2.5$  Gbit/s zuläßt, kommt es in der nichtlinearen Glasfaser bei Erreichen der Brillouin-Leistungsgrenze  $P_{\text{SBS}}^{\text{th}}$ , wie im letzten Kapitel beschrieben, zu einer erheblichen Leistungsschwächung (engl.: Depletion) des Signals, so daß die effektive nichtlineare Dämpfungsbegrenzung weit unterhalb des linear Möglichen fällt.

Der Vollständigkeit willen wollen wir vor der genauen Quantifizierung der verfahrensspezifischen Leistungsschwellenwerte noch auf weitere Störungen der Systemperformance eingehen, die sich bei Überschreiten der SBS-Grenze ergeben: So zeigen experimentelle Untersuchungen [91], daß sich in diesem Fall sowohl dem rückgestreuten Stokes- als auch dem vorwärtspropagierenden Signal ein erheblicher, breitbandiger Rauschanteil überlagert ist, der mit zunehmendem optischen Leistungspegel zu einem deutlichen Anstieg des erreichbaren Bitfehlerraten-Floors<sup>7</sup> führt, obgleich aus Gründen der Impulserhaltung prinzipiell *keine* stimulierte Brillouin-Streuung in Vorwärtsrichtung auftritt. Exemplarisch ist in Abbildung 10.4 ein Augendiagramm dargestellt, wie es sich typisch bei deutlichem Überschreiten der Brillouin-Grenze ergibt. Das entsprechende HF-Signalspektrum weist über den deterministischen Anteil hinaus breitbandiges Rauschen im Bereich von bis zu 20 MHz- 100 MHz auf. Besonders auffällig ist ferner, daß sich im Bereich von bis zu 125 KHz eine periodische Anordnung diskreter Peaks einstellt (siehe Abbildungen 10.5a und b).

Die Ursache dieses Rauschens bilden Streuungen an stets vorhandenen thermischen Phononen innerhalb der Glasfaser, die über den Brillouin-Effekt zu einer Verstärkung des thermischen Rauschens führen. Obgleich es sich auch hier wiederum um einen stimulierten Vorgang handelt, verwendet man zur Abgrenzung dieses Prozesses von der deterministischen Streuung an den durch nichtlineare Elektrostriktion vom Signal generierten akustischen Phononen die Bezeichnung *spontane* Brillouin-Streuung.

Durch die Verstärkung der exponentiell zum Fasereingang zunehmenden Anzahl von Rauschphotonen trifft am Fasereingang ein stark verrauschtes Signal ein, dessen Bandbreite im Falle eines monochromatischen Signals in etwa der Brillouin-Wechselwirkungsbandbreite von über 20 MHz entspricht. Da zur kohärenten Verstärkung der einzelnen

<sup>7</sup>zur Definition des BER-Floors siehe Kapitel 3.1.1



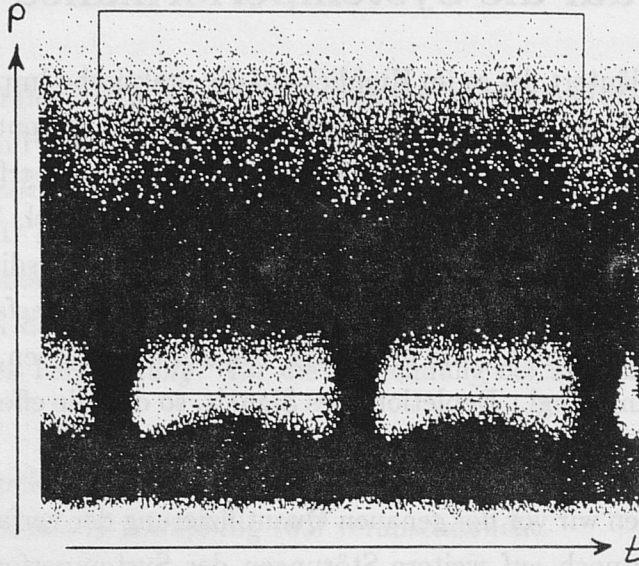


Abbildung 10.4: Exemplarisches, durch Brillouin-Streuung beeinträchtigt Augendia-gramm, bei Betrieb deutlich oberhalb der Schwelle  $P_{\text{SBS}}^{\text{th}}$  (nach [91])

Rauschphotonen jeweilige Signalphotonen transferiert werden, ist offensichtlich, daß sich das Rauschen des thermisch-induzierten Stokeskanals auf den vorwärtspropagierenden Signalkanal überträgt. Selbst bei einem eingangs streng monochromatischen Signalkanal kann daher das Signalspektrum am Faserausgang eine Bandbreite in der Größenordnung der Brillouinlinienbreite aufweisen.

Aufgrund der bislang unberücksichtigten Führungseigenschaften der Glasfaser kann es ferner in geringem Maße zu einer vorwärtsgerichteten Brillouin-Streuung kommen. Diese wird verständlich, wenn man bedenkt, daß strenggenommen die transversale zylindersymmetrische Brechzahlverteilung  $n_{\text{lin}}(r)$  zusätzlich in die Berechnung der Braggbedingung (10.1) bzw. der Impulserhaltung mit eingebracht werden muß [58]. Die genaue Analyse zeigt, daß in diesem Fall gewisse Gruppen von Phononen in Signalrichtung propagieren können. Derartige Phononen bezeichnet man als *zylindrische akustische Eigenmoden* (engl.: Cylindrical Acoustical Eigenmodes) [93, 94, 95]. Mithin wird die dem Rauschen in Vorwärtsrichtung überlagerte periodische Struktur verständlich.

Schließlich bleibt zu erwähnen, daß es bei Überschreiten der Brillouin-Grenze durch externe optische Rückwirkung zu aperiodischem, chaotischem Verhalten des Zeitsignals kommen kann [91]. In realen Übertragungssystemen führen unvermeidbare Reflektionen an Koppelstellen stets zu derartiger Rückwirkung. Ferner induzieren auch die durch Elektrostriktion stimuliert erzeugten akustischen Phononen eine optische Rückwirkung, die allerdings örtlich verteilt wirkt. Daher belegen mehrere experimentelle Untersuchungen des Zeitverhaltens ein chaotisches, aperiodisches Verhalten auch im (diskret-)reflektionsfreien

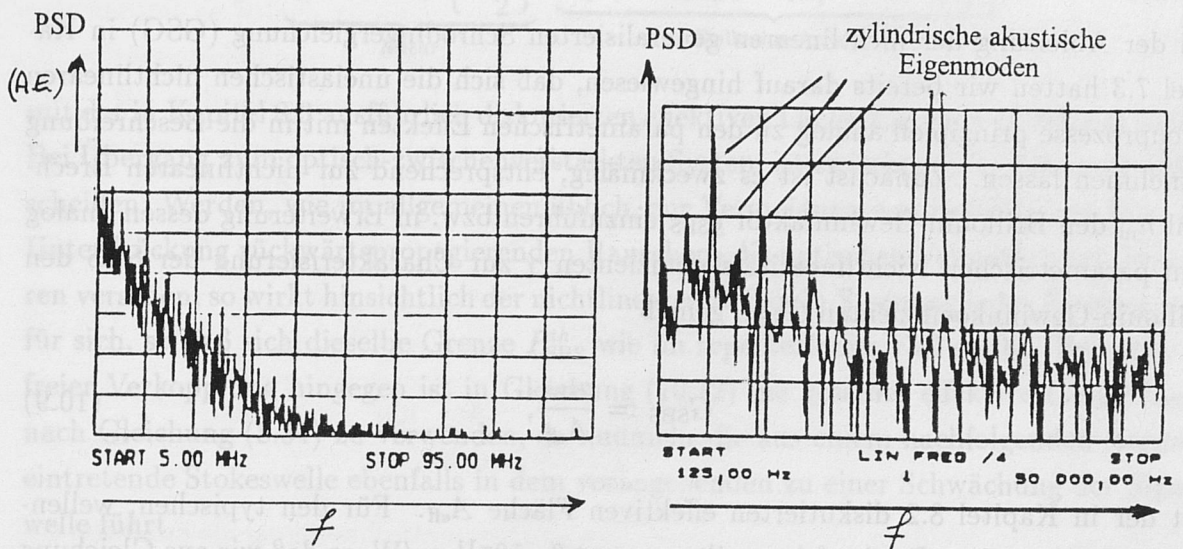


Abbildung 10.5: HF-Spektrum des vorwärtspropagierenden Rauschens bei Betrieb oberhalb der Brillouin-Schwelle  $P_{\text{SBS}}^{\text{th}}$  (modifiziert nach [92])

Übertragungssystem (siehe beispielsweise [91]). Wesentlich ist, daß es hierdurch hinsichtlich des rückgestreuten Stokeskanals bei nennenswertem Überschreiten der Brillouin-Grenze zu einer Modulationstiefe von 100% kommen kann. Da sich diese Schwankungen wiederum durch die Quantenkopplung dem Signal übertragen, gleicht die Modulationstiefe des Signals der Kopplungseffizienz von Signal- zu Stokeswelle. Diese kann je nach spezifischem Überschreiten der Brillouin-Grenze bis über 60% betragen, wodurch ersichtlich wird, daß es auch durch Brillouin-Streuung zu einer erheblichen chaotischen *Modulationsinstabilität* kommen kann.

Die Überlagerung der genannten Rauschstörungen führt dann zu dem in Abbildung 10.4 gezeigten exemplarischen Augendiagramm.

### 10.2.1 Berechnung der Systemgrenzen

Wie Untersuchungen belegen, ergibt sich ein deutlicher Anstieg des vorwärtspropagierenden Rauschpegels und mithin des Bitfehlerraten-Floors erst bei Überschreiten der Brillouin-Grenzpegel um einige dBm [91]. Unmittelbar an der Grenze ist jedoch einzig die deterministische Leistungsschwächung des Signals von Relevanz, so daß wir zur Berechnung der zulässigen Pegel das Rauschen vernachlässigen wollen.



### 10.2.1.1 – für monochromatische Signale

Bei der Ableitung der nichtlinearen generalisierten Schrödingergleichung (GSG) in Kapitel 7.3 hatten wir bereits darauf hingewiesen, daß sich die unelastischen nichtlinearen Streuprozesse prinzipiell analog zu den parametrischen Effekten mit in die Beschreibung aufnehmen lassen. Zunächst ist es zweckmäßig, entsprechend zur nichtlinearen Brechzahl  $n_{\text{nl}}$  den Brillouin-Gewinnfaktor  $g_{\text{SBS}}$  einzuführen bzw. in Erweiterung dessen analog zum parametrischen Nichtlinearitätskoeffizienten  $\gamma$  zur Charakterisierung der SBS den Brillouin-Gewinnkoeffizienten  $G_{\text{SBS}}$ , gemäß

$$G_{\text{SBS}} := \frac{g_{\text{SBS}}}{A_{\text{eff}}}, \quad (10.9)$$

mit der in Kapitel 8.2 diskutierten effektiven Fläche  $A_{\text{eff}}$ . Für den typischen, wellenlängenunabhängigen Gewinnfaktor gilt  $g_{\text{SBS}} \approx 4.6 \cdot 10^{-11} \text{ m/W}$ , so daß wir aus Gleichung (10.9) für  $G_{\text{SBS}}$  nachstehenden quantitativen Ausdruck erhalten

$$G_{\text{SBS}} \approx 575 \cdot \frac{A_{\text{eff}} (\mu\text{m}^2)}{80} \left( \frac{1}{\text{W} \cdot \text{km}} \right). \quad (10.10)$$

Ein Vergleich von (10.10) und (8.10) verdeutlicht, daß die Brillouin-Schwellenwerte über zwei Größenordnungen niedriger liegen, als die in Kapitel 9.4 diskutierten Leistungsbegrenzungen durch Selbstphasenmodulation, wodurch die Relevanz der SBS für die praktische Systemimplementation besonders deutlich wird.

Mit dem so eingeführten SBS-Gewinn erhalten wir für die Ausbreitung eines *monochromatischen* Signals  $A_{\text{cw}}$  mit  $(\partial A_{\text{cw}}/\partial t) = 0$  für die unelastische Schrödingergleichung

$$\frac{\partial A_{\text{cw}}}{\partial z} - \frac{\alpha}{2} A_{\text{cw}} = G_{\text{SBS,cw}} P_{\text{cw}}(z) A_{\text{cw}}. \quad (10.11)$$

Während der nichtlineare Quellterm auf der rechten Gleichungsseite der parametrischen GSG rein imaginär war und mithin die nichtlineare Selbstphasenmodulation ausschließlich die optische Phase der normierten Feldamplitude  $A$  beeinflusste, ist der Quellterm in Gleichung (10.11) reell. Mithin wirkt die Brillouin-Streuung, beschrieben durch den längenbezogenen Gewinnkoeffizienten  $G_{\text{SBS,cw}}$ , unmittelbar auf die Feldamplitude. Da, wie im letzten Kapitel erläutert, die Größe der SBS-Wechselwirkung vom Zeitverhalten des Signals abhängig ist, wurde der Brillouin-Gewinnkoeffizient ebenfalls indiziert.

Wie leicht zu verifizieren, hat die Differentialgleichung (10.11) im *verstärkerfreien* System die Lösung

$$A_{cw}(z) = \underbrace{\sqrt{P_{ave}} \cdot \exp\left\{-\frac{\alpha}{2}\right\}}_{\text{linear}} \cdot \underbrace{\exp\{-G_{SBS,cw} \cdot P_{cw}(z=0) \cdot L_{eff}\}}_{\text{Brillouin-Anteil}}, \quad (10.12)$$

mit der in Kapitel 8.3 ausführlich diskutierten effektiven Länge  $L_{eff}$  nach Gleichung (8.27). Bei Übergang zum optisch-zwischenverstärkten System ist zwischen zwei Fällen zu unterscheiden: Werden, wie im allgemeinen üblich, zur Vermeidung von Reflektionen bzw. zur Unterdrückung rückwärtspropagierenden Rauschens die optischen Verstärker mit Isolatoren versehen, so wirkt hinsichtlich der nichtlinearen Brillouin-Streuung jedes Fasersegment für sich, so daß sich dieselbe Grenze  $P_{SBS}^{th}$  wie im repeaterfreien Fall ergibt. Bei isolatorfreier Verkopplung hingegen ist in Gleichung (10.12) die gesamte effektive Länge  $L_{eff,tot}$  nach Gleichung (8.34) zu verwenden, da nunmehr die aus einem nachfolgenden Segment eintretende Stokeswelle ebenfalls in dem vorangehenden zu einer Schwächung der Signalleitung führt.

Definieren wir als SBS-Schwelle  $P_{SBS,cw}^{th}$  den zulässigen mittleren optischen Leistungspegel, bei dem Signal- und Stokeswelle dieselbe Leistung erreichen, so ergeben mehrere analytische und experimentelle Untersuchungen im monochromatischen Fall [96, 97]

$$P_{SBS,cw}^{th} = 21 \cdot \frac{K_p}{G_{SBS,cw} \cdot L_{eff}}. \quad (10.13)$$

Der Faktor  $K_p$  berücksichtigt hierbei die relative Polarisierung von Signal- und Stokeswelle; für kopolarisierte Felder gilt  $K_p = 1$ , während im praktisch relevanten Fall verschiedener relativer Polarisierungen  $K_p = 2$  zu setzen ist. Zunächst erscheint die Festsetzung dieser 3 dB-Signalschwächung unmotiviert, willkürlich. Wie jedoch aus Gleichung (10.12) ersichtlich, kommt es bei Überschreiten der SBS-Grenze zu einem schlagartigen, exponentiellen Anstieg der vom Signalträger zum Stokeskanal transferierten Leistung, so daß sich selbst bei abweichenden Schwellenkonventionen nahezu identische Leistungsschwellenwerte  $P_{SBS,cw}^{th}$  ergeben. Ferner sei erwähnt, daß diese starke Leistungsabhängigkeit des Brillouin-Effekts ebenfalls zur nichtlinearen Messung der effektiven Fläche  $A_{eff}$  genutzt werden kann, was durch Substitution von (10.9) in Gleichung (10.13) ersichtlich wird.

Abbildung 10.6 zeigt den Verlauf der maximal zulässigen Fasereingangsleistung  $P_{SBS,cw}^{th}$  als Funktion der Faserlänge für unterschiedliche Dämpfungswerte. Zunächst läßt sich, in Konsistenz zu den Ausführungen in Kapitel 8.3 feststellen, daß es bis zu einer Länge von etwa  $L_{con} \approx 40 \text{ km} - 50 \text{ km}$  zu einem deutlichen Anstieg der nichtlinearen Brillouin-Wechselwirkung und mithin zu einer entsprechenden Reduktion des tolerierbaren Leistungspegels kommt. Durch den Einfluß der linearen Faserdämpfung  $\alpha$  führt jedoch die Leistungsschwächung des propagierenden monochromatischen Signals bei weiterer Erhöhung der Übertragungslänge zu einer Sättigung der Brillouin-Grenze. Dieser Sättigungswert ergibt



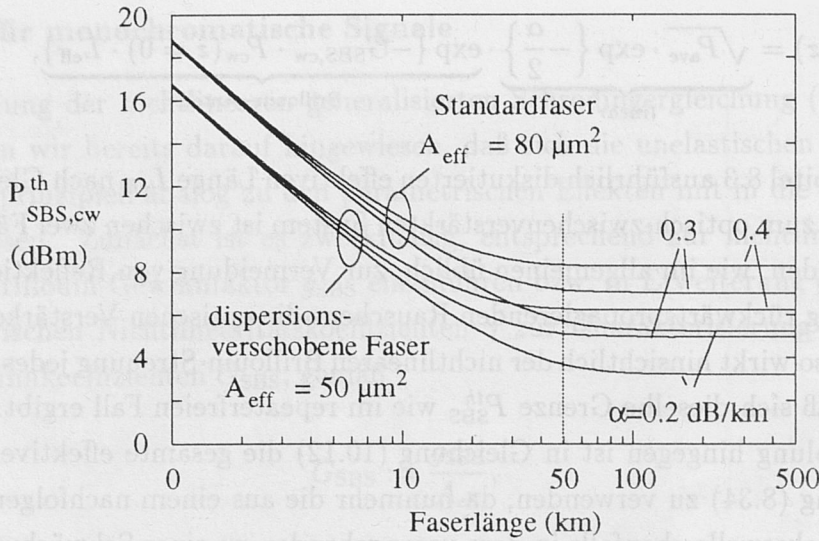


Abbildung 10.6: Brillouin-Leistungsgrenze für monochromatisches Signal als Funktion der Faserlänge für unterschiedliche Dämpfungen und Faserquerschnitte (Parameter:  $K_p = 2$ )

sich unmittelbar aus Gleichung (10.13), wobei für die effektive Länge die Sättigungslänge  $L_{\text{sat}} = 1/\alpha$ <sup>8</sup> einzusetzen ist. Für die Standardfaser mit einer typischen effektiven Fläche von etwa  $A_{\text{eff}} = 80 \mu\text{m}^2$  ergibt sich bei einer linearen Dämpfung von  $\alpha = 0.2 \text{ dB/km}$  die minimale Schwelle zu ungefähr  $P_{\text{SBS,cw,st}}^{\text{th}} \approx 3.36 \text{ mW}$  (entsprechend 5.26 dBm). Unter Berücksichtigung der in Kapitel 6.5 abgeleiteten linearen Grenzen durch akkumuliertes Verstärkerrauschen (ASE) bedeutet dies eine erhebliche Einschränkung des maximal zulässigen Verstärkerabstands  $\Delta_{\text{OA}}$ , so daß eine repeaterfreie Übertragung über mehrere 100 km nicht mehr möglich ist.

Eine weitere Reduktion erfährt der zulässige Pegel bei Einsatz dispersionsverschobener (DS-)Glasfasern aufgrund der geringeren effektiven Fläche  $A_{\text{eff}}$ . Für  $\alpha = 0.2 \text{ dB/km}$  ergäbe sich nach Abbildung 10.6 bereits ein maximaler Pegel von etwa  $P_{\text{SBS,cw,ds}}^{\text{th}} \approx 2 \text{ mW}$ . Ausgleichend wirkt hier jedoch die herstellbedingte Erhöhung der linearen Dämpfungskonstanten  $\alpha$ , die über eine Verminderung der effektiven Länge bei praktisch verfügbaren DS-Fasern zu einer geringfügigen Erhöhung der Brillouin-Grenze führt.

Zur weiteren Veranschaulichung der nichtlinearen Brillouin-Kopplung von Signal- und Stokeswelle sowie der Brillouinschwelle ist in Abbildung 10.7 die typischen Verläufe der vorwärtspropagierenden Signal- sowie der rückgestreuten Stokesleistung dargestellt. Wie ersichtlich, resultiert die Erhöhung der Sendeleistung zunächst in einer entsprechenden Zunahme der Signalausgangsleistung. Lediglich ein Bruchteil (etwa 3%) des Signals wird zurückgestreut, was auf den dämpfenden Einfluß der linearen Rayleigh-Streuung zurück-

<sup>8</sup>siehe Diskussion in Kapitel 8.3

zuführen ist. Bei Überschreiten eines Eingangspegels von etwa  $P_{\text{SBS,cw}}^{\text{th}}(z = 0) \approx 3.6$  mW kommt es jedoch zu einem deutlichen Anstieg der reflektierten Stokesleistung, die bei weiterer Erhöhung zu einer Sättigung der den Detektor erreichenden Signalleistung führt. Bei weiterer Zunahme der Sendeleistung schließlich erfolgt wiederum ein linearer Anstieg der Stokesleistung, deren Steigung unmittelbar der maximalen Kopplungseffizienz von Signal- zu Stokeswelle entspricht. Im dargestellten, exemplarischen Fall beträgt diese etwa 65%.

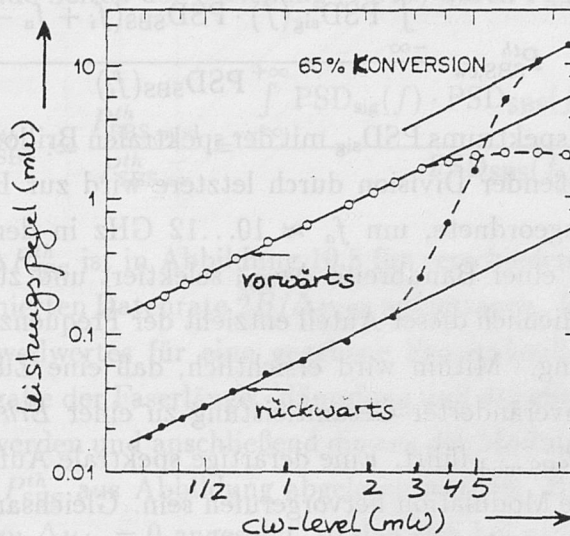


Abbildung 10.7: Verlauf des transmittierten Signal- und des reflektierten Stokespegels als Funktion der cw-Eingangsleistung

### 10.2.1.2 – für quasi-monochromatische und modulierte Signale

Wir wollen nun die Betrachtungen auf den Fall modulierter Eingangssignale erweitern. Von besonderer Relevanz für das dynamische Verhalten der Brillouin-Streuung ist, wie eingangs erwähnt, die vergleichsweise hohe Lebensdauer der akustischen Phononen, die sich in einer entsprechend geringen Brillouin-Wechselwirkungsbandbreite  $\Delta\nu_{\text{SBS}}$  bemerkbar macht. Genauere Untersuchungen zeigen, daß für diese Linienbreite in reinem Quarzglas näherungsweise  $\Delta\nu_{\text{SBS,SiO}_2} \approx 20$  MHz gilt und der Wert gemäß  $1/\lambda^2$  mit der Wellenlänge skaliert [98]. Durch Kodotierung des Glases zur Ausprägung der Brechzahlverteilung kommt es jedoch zu einer Aufweitung dieser Brillouin-Linienbreite, die dann selbst bei  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  noch  $\Delta\nu_{\text{SBS}} \approx 100$  MHz betragen kann, so daß der spezifische Wert von der verwendeten Glasfaser abhängig wird.

Hinsichtlich der Brillouin-Grenze ist nun von Bedeutung, daß lediglich der innerhalb der Bandbreite  $\Delta\nu_{\text{SBS}}$  um eine gegebene Frequenz  $f_i$  liegende spektrale Leistungsanteil zu einem stimulierten Brillouin-Leistungstransfer auf den entsprechenden Stokeskanal der



Frequenz  $f_{\text{stokes},i} = f_i - \Delta f_{\text{SBS}} \approx f_i - 12 \text{ GHz}$  führt. Weiter außen liegende Frequenzkomponenten hingegen können aufgrund der Zeitkonstanten der SBS den Träger  $f_{\text{stokes},i}$  nicht verstärken. Mathematisch ist dieses physikalische Verhalten in einer zu (10.13) erweiterten Schwellendefinition durch nachstehenden Ausdruck beschreibbar

$$P_{\text{SBS,mod}}^{\text{th}}(f_i) := P_{\text{SBS,cw}}^{\text{th}} \cdot \frac{\text{PSD}_{\text{sig}} * \text{PSD}_{\text{SBS}}}{\text{PSD}_{\text{SBS}}(f_i)} \quad (10.14)$$

$$= P_{\text{SBS,cw}}^{\text{th}} \cdot \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \text{PSD}_{\text{sig}}(f) \cdot \text{PSD}_{\text{SBS}}(f_i + f_a - f) df}{\text{PSD}_{\text{SBS}}(f_i)} \quad (10.15)$$

Durch die Faltung des Signalspektrums  $\text{PSD}_{\text{sig}}$  mit der spektralen Brillouinwechselwirkungskurve  $\text{PSD}_{\text{SBS}}$  und anschließender Division durch letztere wird zur Berechnung jeweils nur der der Frequenz  $f_i$  zugeordnete, um  $f_a \approx 10 \dots 12 \text{ GHz}$  in der Frequenz verringerte Stokesanteil zuzüglich einer Bandbreite  $\Delta \nu_{\text{SBS}}$  selektiert und zur Berechnung der Schwelle verwendet. Ausschließlich dieser Anteil entzieht der Frequenz  $f_i$  Quanten durch stimulierte Brillouin-Streuung. Mithin wird ersichtlich, daß eine Zunahme der Breite des Signalspektrums bei unveränderter Gesamtleistung zu einer *Erhöhung* des zulässigen Brillouin-Grenzpegels  $P_{\text{SBS,mod}}^{\text{th}}$  führt. Eine derartige spektrale Aufweitung kann zum einen durch deterministische Modulation hervorgerufen sein. Gleichsam führt jedoch bereits eine von Null verschiedene Signallinienbreite beim quasi-monochromatischen Träger zu einer Zunahme der Brillouin-Schwelle: So folgt aus Gleichung (10.15) für den streng monochromatischen Fall  $\Delta \nu_{\text{sig}} = 0$  mit  $\text{PSD}(f) = \delta(f)$

$$P_{\text{SBS,mod}}^{\text{th}}|_{\Delta \nu_{\text{sig}}=0} = P_{\text{SBS,cw}}^{\text{th}} \quad , \quad (10.16)$$

während unter Berücksichtigung der lorentzlinienförmigen Verteilung von Signal- und Brillouinspektrum, charakterisiert durch die Linienbreiten  $\Delta \nu_{\text{sig}}$  respektive  $\Delta \nu_{\text{SBS}}$ , die Faltung zu einer lorentzlinienförmigen Verteilung der Bandbreite  $\Delta \nu_{\text{sig}} + \Delta \nu_{\text{SBS}}$  ergibt. Damit erhöht sich die Schwelle auf

$$P_{\text{SBS,mod}}^{\text{th}}|_{\Delta \nu_{\text{sig}} \neq 0} = P_{\text{SBS},\Delta \nu_{\text{sig}}=0}^{\text{th}} \cdot \left[ 1 + \frac{\Delta \nu_{\text{sig}}}{\Delta \nu_{\text{SBS}}} \right]. \quad (10.17)$$

Nähern wir  $\Delta \nu_{\text{SBS}} \approx 100 \text{ MHz}$ , so ergibt bereits eine Laserlinienbreite von  $\Delta \nu_{\text{sig}} \approx 100 \text{ MHz}$  eine Verdopplung der Schwelle gegenüber dem streng monochromatischen Fall. Bei kohärenten Übertragungssystemen führt eine derartige Erhöhung der Laserlinienbreite über eine Zunahme des Phasenrauschens jedoch unmittelbar zu einer Degradation der Systemperformance und ist daher kein geeignetes Mittel zur Überwindung der Brillouin-Grenze. Obgleich die zulässigen Werte bei intensitätsmodulierten Verfahren mit Direktempfängern bedingt durch die phasenunempfindliche Detektion höher liegen, führt auch

hier eine zu hohe Linienbreite aufgrund der dispersions-induzierten FM-AM-Konversion<sup>9</sup> zu einer Verschlechterung der Systemgüte. Die entsprechenden tolerierbaren Grenzwerte der Linienbreite wurden in [99] abgeleitet.

Unter Berücksichtigung der in Kapitel 2.2 dargestellten Spektren können nun die spezifischen Brillouin-Grenzen für die unterschiedlichen Übertragungsverfahren mit Hilfe von Gleichung (10.15) berechnet werden. Zweckmäßigerweise dividieren wir zur Darstellung der Ergebnisse beide Seiten der Gleichung (10.15) durch  $P_{\text{SBS,cw}}^{\text{th}}$  und erhalten somit

$$\Delta P_{\text{SBS}}^{\text{th}} := \frac{P_{\text{SBS,mod}}^{\text{th}}}{P_{\text{SBS,cw}}^{\text{th}}} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \text{PSD}_{\text{sig}}(f) \cdot \text{PSD}_{\text{SBS}}(f_i + f_a - f) df}{\text{PSD}_{\text{SBS}}(f_i)} \quad (10.18)$$

Der Verlauf von  $\Delta P_{\text{SBS}}^{\text{th}}$  ist in Abbildung 10.8 für verschiedene Übertragungsverfahren als Funktion der normierten Datenrate  $2B/\Delta\nu_{\text{SBS}}$  aufgetragen. Mithin kann zur Abschätzung des Brillouin-Schwellwertes für eine gegebene Systemkonfiguration der cw-Grenzpegel  $P_{\text{SBS,cw}}^{\text{th}}$  nach Maßgabe der Faserlänge, -dämpfung und der effektiven Fläche der Abbildung 10.6 entnommen werden und anschließend die aus der Modulation resultierende Erhöhung um den Faktor  $\Delta P_{\text{SBS}}^{\text{th}}$  aus Abbildung abgelesen werden. Hierbei wurde die intrinsische Laserlinienbreite zu  $\Delta\nu_{\text{sig}} = 0$  angesetzt, so daß sich bei nicht-vernachlässigbarer Linienbreite  $\Delta\nu_{\text{sig}} \gg 20$  MHz wie oben gezeigt eine weitere Erhöhung der Schwellen ergibt. Im Sinne einer worst-case-Abschätzung ist in Abbildung 10.8 für die Brillouin-Linienbreite  $\Delta\nu_{\text{SBS}} = 100$  MHz einzusetzen.

Der Vollständigkeit halber ist in Abbildung 10.8b noch der Verlauf der Brillouin-Grenzwertenerhöhung  $\Delta P_{\text{SBS}}^{\text{th}}$  für CPFSK-Modulation als Funktion des FM-Indizes  $m_{\text{FSK}}$  für verschiedene normierte Datenraten aufgetragen. Ebenfalls zeigt sich zunächst die Zunahme der Schwelle für steigende Modulationstiefe bis zum Optimum bei etwa  $m_{\text{FSK}} = 0.65$  und ein anschließender Anstieg bei Ausbildung der spektralen Seitenlinien. Unter der Annahme  $\Delta\nu_{\text{SBS}} = 100$  MHz ergibt sich für eine 10 Gbit/s-MSK-Übertragung ( $2B/\Delta\nu_{\text{SBS}} = 200$ ) eine Schwellenerhöhung von näherungsweise  $\Delta P_{\text{SBS}}^{\text{th}} \approx 17$  dB. Selbst bei einem Verstärkerabstand von über  $\Delta_{\text{OA}} > 50$  km ergibt sich folglich mit  $P_{\text{SBS,cw}}^{\text{th}} \approx 5.26$  dB eine maximal tolerierbare mittlere optische Leistung von  $P_{\text{ave,max,MSK}} = P_{\text{SBS,MSK}}^{\text{th}} \approx 22.26$  dBm (entsprechend 168 mW). Im Vergleich hierzu beträgt für Intensitätsmodulation der tolerierbare mittlere Pegel etwa  $P_{\text{SBS,IM}}^{\text{th}} \approx 8.27$  dBm (entsprechend 6.71 mW). Bei identischer Systemempfindlichkeit und einer linearen Dämpfung von  $\alpha = 0.2$  dB/km läge die Reichweite des MSK-Systems daher um etwa 70 km über der des IM-Systems, was im Hinblick auf das Erreichen großer Repeaterabstände von besonderer Bedeutung ist.

<sup>9</sup>siehe ausführliche Diskussion in Kapitel 5.4.3



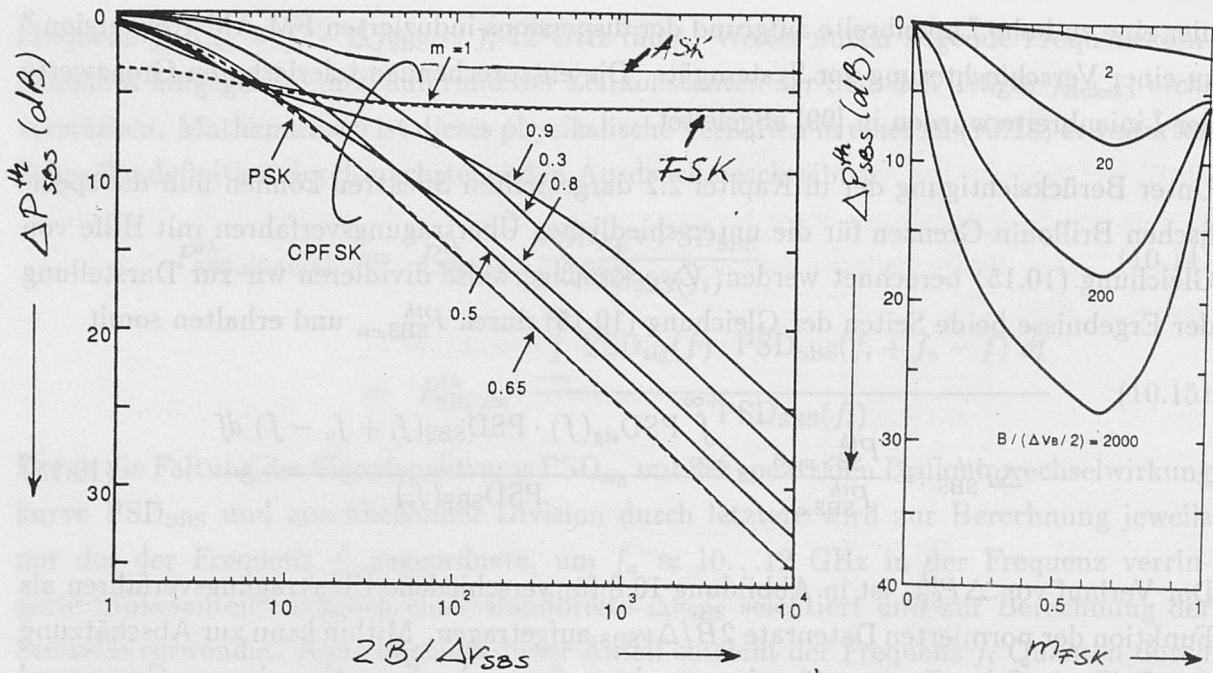


Abbildung 10.8: Modulationsbedingter Erhöhungsfaktor der Brillouin-Schwelle  $\Delta P_{\text{SBS}}^{\text{th}}$  als Funktion der normierten Datenrate für unterschiedliche Übertragungsverfahren (Parameter:  $\Delta \nu_{\text{sig}} = 0$ , modifiziert nach [100])

Es sei besonders darauf hingewiesen, daß nahezu ausnahmslos in der Literatur bei der Quantifizierung der Brillouin-Schwellwerte die Leistungspegel als Spitzenwerte angegeben werden, obgleich es sinnvoll und üblich ist, die mittleren optischen Leistungspegel zu quantifizieren. Dies ist für den relativen Vergleich der Brillouin-Schwellen der einzelnen Verfahren von Bedeutung: Wird beispielsweise die Spitzenleistung konstant gehalten, so impliziert der Übergang von Winkel- zu Intensitätsmodulation eine Reduktion des mittleren Leistungspegels um den Faktor 2. Da ausschließlich die mittleren Pegel für die spektrale Verteilung maßgeblich sind, bedeutet dies eine versteckte Begünstigung intensitätsmodulierter Systeme im direkten Vergleich der Brillouin-Grenzen. Aus diesem Grund wurde zur Berechnung der in Abbildung 10.8 gezeigten Ergebnisse die mittlere optische Eingangsleistung für alle Verfahren konstant gehalten. Folglich verstehen sich auch die Brillouin-Schwellenwerte  $P_{\text{SBS,mod}}^{\text{th}} = P_{\text{SBS,cw}}^{\text{th}} \cdot \Delta P_{\text{SBS}}^{\text{th}}$  als die *maximal tolerierbaren mittleren optischen Leistungspegel*, wie sie am Eingang der Glasfaser unmittelbar nach dem Sender und auch nach eventuellen optischen Zwischenverstärkern vorliegen.

Um über die Quantifizierung der Grenzen hinaus das vollständige physikalische Verständnis der Verläufe zu vermitteln, müssen wir die bereits ausführlich im ersten Teil dieser Arbeit diskutierten Signalspektren betrachten. Am einfachsten ist dies für den Fall der Intensitätsmodulation. Bei geringen Datenraten bis etwa  $B \approx 20$  Mbit/s liegt nahezu das

gesamte Signalspektrum innerhalb der Brillouin-Wechselwirkungsbandbreite, so daß sich gegenüber dem streng monochromatischen Fall keine Verbesserung ergibt. Bei Erhöhung der Datenrate hingegen weitet sich das Modulationsspektrum zunehmend aus, was zu einer entsprechenden Reduktion der Leistungsdichte führt. Mithin ergibt sich die höchste Leistungsdichte im Träger, der dann die halbe mittlere optische Leistung  $P_{\text{ave}}/2$  beinhaltet<sup>10</sup>. Mithin kann die mittlere optische Leistung gegenüber dem cw-Fall um den Faktor 2 erhöht werden, bevor die Brillouin-Grenze im modulierten Fall erreicht wird. Dies entspricht einer Zunahme der Brillouin-Schwelle um  $\Delta P_{\text{SBS}}^{\text{th}} = 3 \text{ dB}$ .

Wie ferner erläutert, gleicht bei Breitband-FSK ( $m_{\text{FSK}} \gg 1$ ) der Überlagerung zweier ASK-Spektren. Mithin ergibt sich qualitativ für diesen Fall ein zu IM identischer Verlauf. Zusätzlich erhöht sich jedoch die zulässige Schwelle um weitere 3 dB, da jeder der beiden ASK-Träger nun lediglich ein Viertel der mittleren optischen Leistung beinhaltet.

Qualitativ anders verhält sich der Verlauf der Brillouin-Grenze für CPFSK mit einem FM-Modulationsindex von  $m_{\text{FSK}} < 1$ . Für weiteren Einblick betrachten wir die in Abbildung 10.9 gezeigten CPFSK-Spektren aus Kapitel 2.2.2. Wir können nun näherungsweise jeder einzelnen Spektralkomponente einen spezifischen Brillouin-Schwellenwert zuordnen. Dies entspricht effektiv einer Erweiterung der bisherigen Argumentation, bei welcher wir die maximale Leistung einzig aus der Leistungsdichte des Trägers abgeleitet haben. Strenggenommen bedingt diese diskretisierte Analyse des verteilten optischen Spektrums die Gültigkeit nachstehender Bedingung [101]

$$\frac{n_{\text{lin}} \pi B L}{c} \gg 1, \quad (10.19)$$

die gewährleistet, daß keine kohärenten, phasenangepaßten Schwebungen innerhalb des Signalspektrums selbst auftreten, die zur Ausbildung weiterer Phononen führen. Ist die Ungleichung (10.19) erfüllt, so können die einzelnen Spektrallinien individuell Brillouin-gestreut werden, woraus ersichtlich wird, daß der gestreute Stokeskanal ein exaktes Replica des Signalkanals wird. Ordnen wir nun jeder Spektrallinie  $f_i$  nach Maßgabe der spektralen Leistungsdichte einen Brillouinfaktor  $\Delta P_{\text{SBS}}^{\text{th}}(f_i)$  zu, so ergibt sich der in Abbildung 10.9 gezeigte Verlauf, wobei exemplarisch die normierte Datenrate zu  $2B/\Delta\nu_{\text{SBS}} = 100$  gewählt wurde. Hieraus wird ersichtlich, daß sich für Minimum-Shift-Keying (MSK) mit  $m_{\text{FSK}} = 0.5$  ein höheres spektrales Maximum und folglich eine geringere Schwellenleistung ergibt als für  $m_{\text{FSK}} = 0.65$ . Dies ist in Übereinstimmung mit Abbildung 10.8. Im besonderen ergibt sich für MSK maximal  $\Delta P_{\text{SBS,MSK}}^{\text{th}} \approx 0.05$ , was in guter Übereinstimmung zu dem aus der vollständigen Faltung (10.15) gewonnenen Ergebnis in Abbildung 10.8 von -13 dB steht.

<sup>10</sup>Es sei daran erinnert, daß für Intensitätsmodulation ein AM-Index von  $m_{\text{am}}=100\%$  gilt.



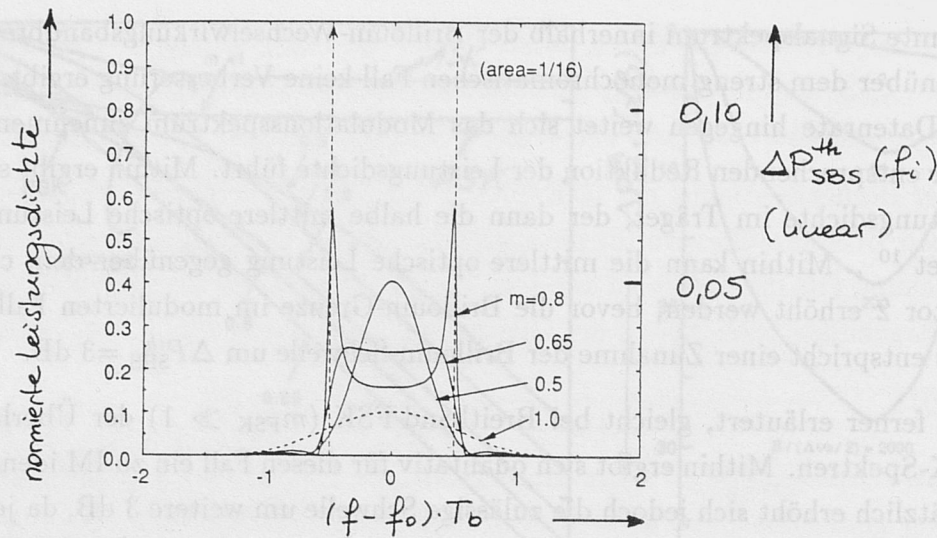


Abbildung 10.9: Diskussion der Brillouin-Grenze anhand der spektralen Verteilung von CPFSK (Parameter:  $2B/\Delta\nu_{SBS}=100$ , modifiziert nach [100])

Die weitere Erhöhung des Modulationsindizes über  $m_{FSK} = 0.65$  hinaus mündet jedoch schnell in die Ausbildung diskreter Überschwinger, die zu einer entsprechenden Abnahme der Schwellwerte führen. Die geringsten Brillouin-Schwellen ergeben sich für  $m_{FSK} = 1$ , da das Spektrum in diesem Fall zwei leistungsstarke Dirac-Linien aufweist.

Wie in Kapitel 2.2.3 gezeigt, ist das Spektrum phasenmodulierter Signale bei Gleichverteilung von Nullen und Einsen trägerlos und ohne diskrete Linien. Ferner ist die maximale spektrale Leistungsdichte am Ort des Trägers unmittelbar zur Bitdauer  $T_b$  proportional. Mithin führt eine Erhöhung der (normierten) Datenrate bei Verlassen der Brillouin-Wechselwirkungsbandbreite zu einem monotonen Anstieg der Brillouin-Grenze. Dies wird durch Abbildung 10.8 bestätigt.

## Kapitel 11

# Konzepte zur Akkomodation der linearen Dispersion

Aus wirtschaftlichen Gründen ist es erstrebenswert, bei bestimmten Punkt-zu-Punkt-Verbindungen die Anzahl der verwendeten 3R-Regeneratoren zu begrenzen, um möglichst zu halten. Während eine Erhöhung der Übertragungsdistanz von 100 km auf 200 km in einem als linear angenommenen System bei einer Datenrate von 10 Gbit/s nur geringfügige Modifikationen über Standardfaser bei  $\lambda=1,55 \mu\text{m}$  mit sich bringt, führt sie bei 40 Gbit/s das Problem eines erheblichen Chromatixdispersion<sup>1</sup> herauf. Um dieses bei der Anwendung dispersionsverschobener (DSF) Fasern bei 1550 nm zu vermeiden, muss hier Abhilfe

## Teil IV

# Beeinflussung der Kapazitätsgrenzen durch geeignetes Systemdesign

zur wesentlichen Erhöhung der Übertragungsdistanz zu führen. Daraus folgt, dass auch Verfahren zur Kompensation der Glasfaserdispersion<sup>2</sup> entwickelt werden. Der Bedarf solcher Verfahren beschränkt sich jedoch nicht nur auf terrestrische Übertragungsnetze. Vielmehr bedingt auch bei submarinen Interkontinentalverbindungen die Forderung einer massiver spektraler Aufweitung durch großformatige Modulationsformate<sup>3</sup> den Einsatz geringfügig normal-dispersiver Glasfasern. Zur Kompensation der akkomodierten Dispersion sind demnach auch hier geeignete Verfahren bzw. Komponenten unerlässlich.

Anhand von Abbildung 11.1 wollen wir die unterschiedlichen Strategien zur Akkomodation<sup>4</sup> der chromatischen Dispersion in linearen Glasfasern klassifizieren. Zunächst besteht die Möglichkeit des senderseitigen Vorverzerrens oder auch Vorverzerrung (engl.: Prechirp- respektive Predistortion-Method) des Signals. Alternativ kann es natürlich auch die empfängerseitige Zwischenfrequenz- bzw. Bandpasskompensation<sup>5</sup> sein. Post-

<sup>1</sup> die Dispersionsgrenze beträgt in diesem Fall etwa 300 km

<sup>2</sup> die Grenze liegt hier bei 60 km

<sup>3</sup> siehe Ausführungen in Kapitel 9.6

<sup>4</sup> der Begriff Akkomodation ist nach Wissen des Autors im deutschsprachigen Bereich erstmals in den internationalen Standardisierungsgesprächen aufgetaucht und wird hier im Zusammenhang mit der Arbeit als Überbegriff sämtlicher Verfahren zur Kompensation bzw. Reduzierung der chromatischen Dispersion verwendet.

<sup>5</sup> siehe hierzu auch die in [1] vorgeschlagene Klassifizierung



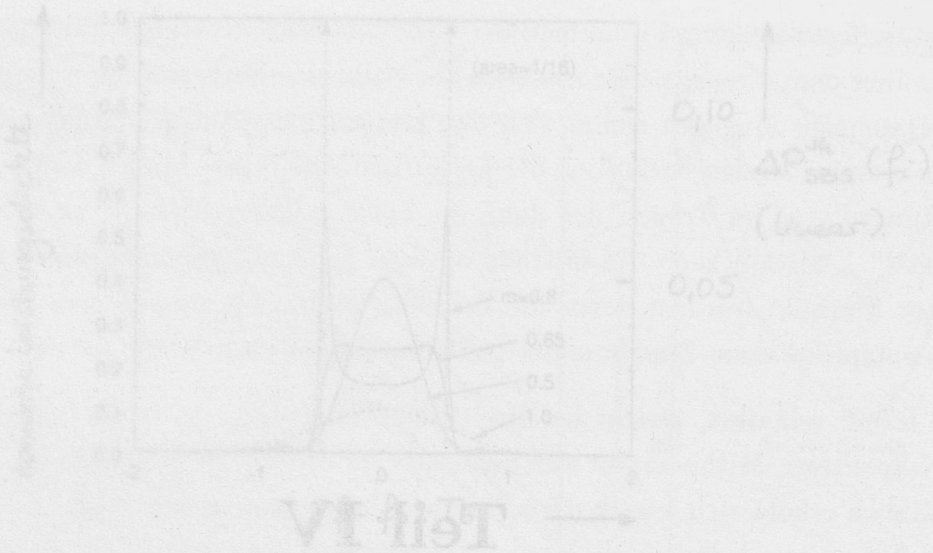


Abbildung 10.3: Diskussion der Brillouin-Grenze anhand der spektralen Verteilung von CPPSK (Parameter:  $2B/\Delta f_B = 100$ , modifiziert nach [100])

Die weitere Erhöhung des Brechungsindex über  $n_{\text{eff}} = 0,99$  hinaus mündet jedoch schnell in die Ausbildung von optischen Überwachern, die zu einer entsprechenden Abnahme der Kapazitätstagen durch gezieltes Systemdesign aufweist.

Wie in Kapitel 2.2.3 gezeigt, ist das Spektrum phasenmodulierter Signale bei Gleichverteilung von Nullen und Einsen trägerlos und ohne diskrete Linien. Ferner ist die maximale spektrale Leistungsdichte am Ort des Trägers unmittelbar zur Bitdauer  $T_b$  proportional. Mithin führt eine Erhöhung der (normierten) Datenrate bei Verlassen der Brillouin-Wechselwirkungsgrenze zu einem monotonen Anstieg der Brillouin-Grenze. Dies wird durch Abbildung 10.5 verdeutlicht.

## Kapitel 11

# Konzepte zur Akkomodation der linearen Dispersion

Aus wirtschaftlichen Gründen ist es erstrebenswert, bei terrestrischen Punkt-zu-Punkt-Verbindungen die Anzahl der verwendeten 3R-Regeneratoren so gering wie möglich zu halten. Während eine Erhöhung der Übertragungsdistanz von 100 km auf 800 km in einem als linear angenommenen System bei einer Datenrate von  $B=2.5 \text{ Gbit/s}$  und externer Modulation über Standardfaser bei  $\lambda=1.55 \mu\text{m}$  problemlos möglich ist,<sup>1</sup> ergibt sich jedoch bei  $B=10 \text{ Gbit/s}$  das Problem eines erheblichen Dispersionspenaltys<sup>2</sup>. Prinzipiell würde die Verwendung dispersionsverschobener (DS-) Fasern bei kompletter Neuverlegung der Faserstrecke hier Abhilfe schaffen. Dies bedeutete jedoch einen Verzicht auf die Nutzung der bereits installierten Fasern, was hinsichtlich der über 15 Millionen km verlegter Standardfaser und der damit verbundenen, noch unzureichend genutzten Investitionen unakzeptabel ist. Zudem führen gering-dispersive Glasfasern in OFDM-Mehrkanalsystemen zu einer wesentlichen Erhöhung des nichtlinearen Kanalnebensprechens durch Vier-Photonen-Mischung. Daraus folgt, daß für die Erhöhung der Übertragungskapazität Komponenten oder auch Verfahren zur Kompensation der Glasfaserdispersion benötigt werden. Der Bedarf solcher Verfahren beschränkt sich jedoch nicht nur auf terrestrische Übertragungen. Vielmehr bedingt auch bei submarinen Interkontinentalverbindungen die Vermeidung exzessiver spektraler Aufweitung durch gewöhnliche Modulationsinstabilität<sup>3</sup> den Einsatz geringfügig normal-dispersiver Glasfasern. Zur Kompensation der akkumulierten Dispersion sind demnach auch hier geeignete Verfahren bzw. Komponenten unerlässlich.

Anhand von Abbildung 11.1 wollen wir die unterschiedlichen Strategien zur Akkomodation<sup>4</sup> der chromatischen Dispersion in linearen Glasfasern klassifizieren. Zunächst besteht die Möglichkeit des senderseitigen *Vorchirpens* oder auch *Vorverzerrens* (engl.: Prechirp- respektive Predistortion-Method) des Signals. Alternativ hierzu ist natürlich auch die empfängerseitige *Zwischenfrequenz-* bzw. *Basisbandkompensation* (engl.: Post-

---

<sup>1</sup>die Dispersionsgrenze beträgt in diesem Fall etwa 960 km

<sup>2</sup>die Grenze liegt hier bei 60 km

<sup>3</sup>siehe Ausführungen in Kapitel 9.6

<sup>4</sup>der Begriff *Akkomodation* ist nach Wissen des Autors im Laufe der in Genf, Schweiz, stattfindenden internationalen Standardisierungsgespräche aufgekommen und wird daher auch im Rahmen dieser Arbeit als Oberbegriff sämtlicher Verfahren zur Kompensation bzw. Reduktion der effektiv wirksamen Dispersion verwendet.



Detection Compensation) möglich. Während diese beiden Konzepte die Akkomodation im elektrischen Frequenzbereich durchführen, erfolgt bei der Gruppe der *voll-optischen Kompensationsverfahren* (engl.: All-Optical Compensation) die Bekämpfung dispersiver Pulsverformungen im optischen Frequenzbereich. Letztere können in optisch-diskrete und verteilt-optische Konzepte weiter untergliedert werden. Die Kompensation der linearen Dispersion durch den Einsatz nichtlinearer Solitonen wollen wir jedoch nicht weiter betrachten, da diese, wie bereits in Kapitel 9.4.2.3 ausführlich diskutiert, für die hochratige Standardfaserübertragung aus technischen wie auch aus wirtschaftlichen Gründen *nicht* geeignet erscheinen.

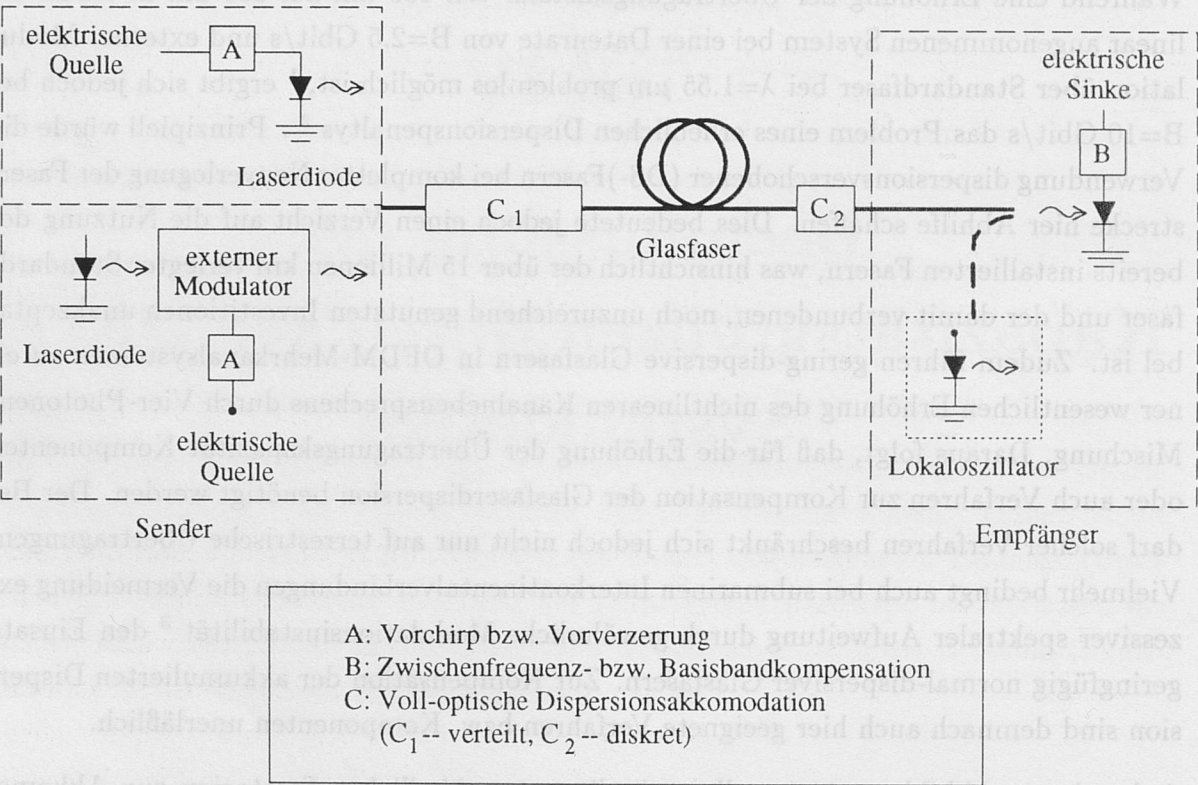


Abbildung 11.1: Schematische Darstellung der unterschiedlichen Strategien zur Dispersionsakkomodation

In den folgenden Kapiteln wollen wir die wesentlichen Prinzipien und Grenzen der oben genannten Verfahren diskutieren und vergleichend einander gegenüberstellen. Die so abgeleiteten Erkenntnisse bilden die Grundlage der anschließenden Diskussion des Designs nichtlinearer Übertragungssysteme im letzten Abschnitt dieser Arbeit.

## 11.1 Vorchirp-Verfahren

### 11.1.1 Standard Vorverzerrungs- und Vorchirp-Verfahren

Das grundlegende Prinzip des *Vorverzerrungs-* und des *Vorchirp-Verfahrens* (engl.: Pre-distortion- respektive Prechirp-Method) besteht darin, den sich bei Propagation auf der Glasfaserstrecke örtlich-verteilt aufbauenden Dispersionschirp durch senderseitige Puls-vorverzerrung sowie durch Aufprägung eines Vorchirps derartig vorzukompensieren, daß die effektive Dispersion am Empfänger deutlich minimiert ist. Prinzipiell läßt sich dies sowohl bei direkter als auch bei externer Modulation durchführen, wobei jedoch in beiden Fällen eine adäquate Kodierung und Formung des elektrischen Ansteuersignals erforderlich ist. Strenggenommen müssen ferner nachstehende Voraussetzungen erfüllt sein:

- das Übertragungssystem muß sich rein linear verhalten
- die genauen Parameter der Übertragungsstrecke, d.h. Länge und lokale Dispersion müssen bekannt sein
- zur vollständigen Unterdrückung dispersiver Effekte muß die gesamte zu übertragende Signalfolge bereits bekannt sein

Während die ersten beiden genannten Bedingungen offensichtlich sind, bedarf die zuletzt genannte weiterer Erläuterung. In Kapitel 2.3.1.1 hatten wir gesehen, daß der dynamische Quellchirp von der genauen Pulsform abhängt. Desweiteren hatten wir in Kapitel 5.4 gezeigt, daß ebenfalls der Dispersionschirp durch die spezifische Pulsform determiniert wird. In einem realen NRZ-Übertragungssystem ist diese zwar prinzipiell festgelegt, die genaue optische Signalform hängt jedoch von den zu übertragenen *Signalfolge* der elektrischen Quelle ab. So wird beispielsweise eine NULL EINS NULL-Folge zu einem anderen optischen Signalverlauf führen als eine EINS EINS EINS-Folge. Um den Dispersioneffekt quellseitig vollständig zu unterdrücken, ist daher eine genaue Kenntnis der zu übertragenden elektrischen Quellsignale unabdingbar. Obgleich es durch technische Erweiterung der Quelle möglich wäre, ein an eine begrenzte Anzahl von Bits *adaptiertes* Vorchirping durchzuführen, ist es jedoch prinzipiell unmöglich, den Einfluß der Dispersion vollständig für beliebige Signalfolgen zu unterdrücken.

Berücksichtigt man jedoch, daß hohe optische Signalablagefrequenzen stärker durch die Dispersion beeinflusst werden als niedrigere, so erwarten wir die größte Pulsverformung für den isolierten EINS-Puls. Eine Optimierung des Vorchirp-Verfahrens nach Maßgabe dieses isolierten Pulses erbringt demnach bereits den größten Gewinn.



Die prinzipielle Wirkungsweise des Vorchirpens lässt sich besonders gut veranschaulichen, wenn man die zeitliche Signalverformung in eine entsprechende räumliche Verformung überführt: In Analogie zu der dispersions-induzierten Zunahme des *zeitlichen* Gesamtmoments optischer Signalpulse in Lichtwellenleitern erfolgt beim Gauß'schen Strahl eine *räumliche* Aufweitung bei Propagation. Bei senderseitig ungechirpter Transmission liegt die Strahltaille des Gaußpulses am Fasereingang (siehe Abbildung 11.2a). Das Erreichen der linearen Dispersionsgrenze  $L_{\text{lim}}$  bzw. der maximalen Pulsaufweitung  $\sigma_{t,\text{lim}}$  kann nun im räumlichen Bild durch eine maximal zulässige Strahlaufweitung  $w_{\text{lim}}$  erfaßt werden.

Anschaulich entspricht nun das Vorchirping der räumlichen Vorverzerrung des Gauß'schen Strahls. Hierbei wird der Strahl am Sender derartig *aufgeweitet*, daß die optische Quelle relativ zur Strahltaille und damit vom Empfänger distanziert wird (siehe Abbildung 11.2b). Prinzipiell ist beim Einzelstrahl eine beliebige initiale Aufweitung denkbar.

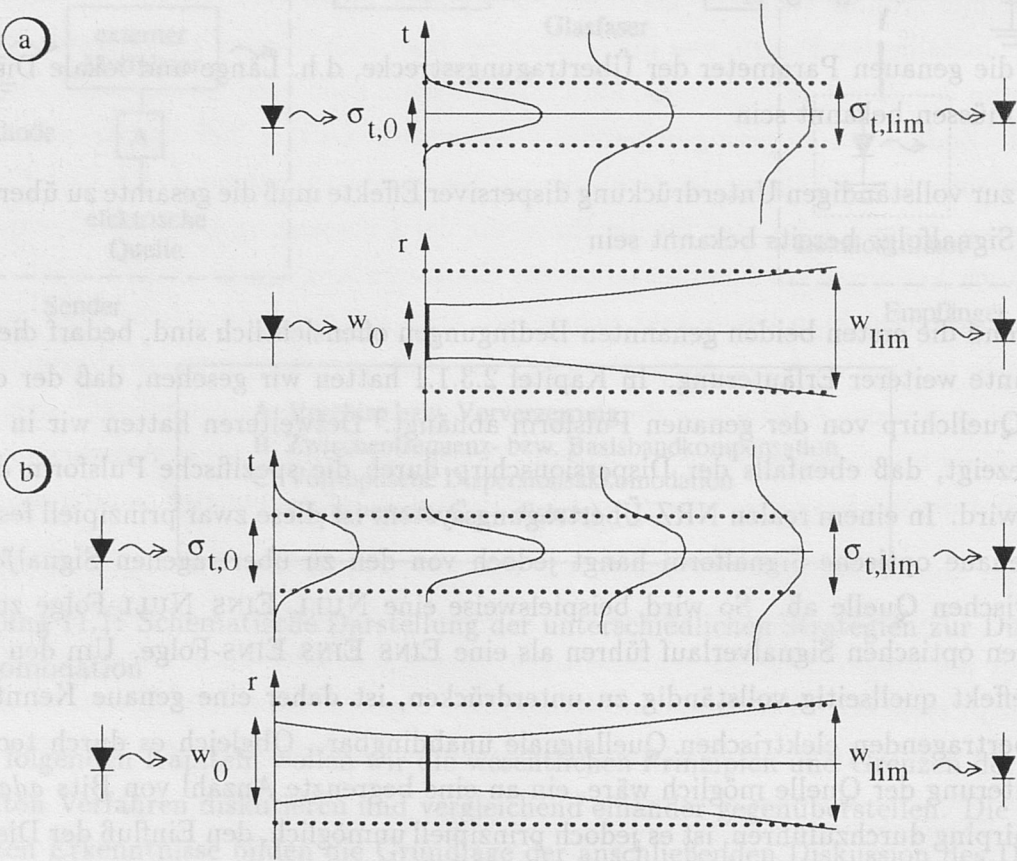


Abbildung 11.2: Veranschaulichung der Wirkungsweise von Vorverzerrungs- und Vorchirp-Verfahren: a) Analogie zwischen zeitlicher Signalverformung und räumlicher Verformung des Gauß'schen Strahls für unkompenzierte Übertragung und b) Vorverzerrung und Vorchirp im zeitlichen sowie im räumlichen Modell

Im zeitlichen Analogon entspricht dies einer zeitlichen Ausdehnung des Einzelpulses über das zugeordnete Bitintervall  $T_b$  hinaus. Dies wird verständlich, wenn man bedenkt, daß im unkompensierten System im Falle der hier angenommenen anomal-dispersiven Standardfaser die hochfrequenten Frequenzkomponenten eines eingespeisten Pulses am Empfänger zeitlich vor den niederfrequenten Anteilen eintreffen. Um dies vorzukompensieren, müßten folglich die höherfrequenten Anteile am Sender vorzeitig transmittiert werden. Die relative Drift der hoch- und niederfrequenten Anteile während der Ausbreitung führte dann jedoch zu einer Kompression des Signalpulses, zu deren Ausgleich eine entsprechende Vorauflösung am Empfänger erforderlich würde. Mithin müßte der Signalpuls senderseitig vorgechirpt und zusätzlich in vorverzerrt (=aufgeweitet) werden (siehe Abbildung 11.2b).

Obgleich eine Vielzahl theoretischer Veröffentlichungen die Realisierung sehr großer Streckenlängen durch erhebliches Aufweiten der Signalpulse propagieren, sind diese Vorverzerrungsverfahren im Hinblick auf die praktische Implementation jedoch nur sehr begrenzt sinnvoll, da einerseits eine nennenswerte Aufweitung des Einzelpulses über den Zeitrahmens eines Bits hinaus zu Pulsnebensprechen benachbarter Datenbits führt und andererseits die Überlagerung des Vorchirps konsekutiver Bits durch Interferenz eine Abweichung vom erwünschten Vorchirp zur Folge haben kann. Mithin reduziert sich das in praxi sinnvolle Verfahren auf das Aufprägen eines determinierten Vorchirps, während die eigentliche Pulsform unbeeinflusst bleibt. Aus Abbildung 11.2b wird dann unmittelbar ersichtlich, daß die durch Vorchirp erzielbare Erhöhung der Reichweite unter dem Faktor 2 liegt, da sich eine Verdopplung der Dispersionsgrenze lediglich ergäbe, falls eine senderseitige Aufweitung auf  $\sigma_{t,\text{lim}}$  erfolgte und mithin die Taille des Gauß'schen Strahls in der Mitte der Übertragungsstrecke läge.

Ferner diktiert die Forderung geringen senderseitigen technologischen Aufwands im realen System die Nutzung linearen Vorchirps, der bei externer Modulation durch asymmetrisches Ansteuern der Modulatorzweige relativ einfach realisierbar ist <sup>5</sup>. Der zur Maximierung der Übertragungslänge erforderliche Vorchirpfaktor  $C_{\text{mod}}$  wurde bereits bei der Diskussion der Transmission vorgechirpter Pulse auf linearen, dispersiven Glasfasern in Kapitel 5.4.2 untersucht, so daß die dort vorgestellten Ergebnisse zur Dimensionierung von Vorchirp-Systemen genutzt werden können.

---

<sup>5</sup>siehe auch Erläuterungen in Kapitel 2.3.2



### 11.1.2 Spezielles Vorchirp-Verfahren: Dispersion-Supported Transmission

Ein sowohl in der technischen Implementierung als auch hinsichtlich der wirtschaftlichen Bedeutung interessantes spezielles Vorchirp-Verfahren ist die **Dispersion-Supported Transmission** (deutsch: dispersions-unterstützte Übertragung). Nicht zuletzt aufgrund der immensen Propagation der DST durch die Vertreter des Konzerns ALCATEL/SEL im Rahmen der 1993/94 in Genf, Schweiz, stattfindenden Standardisierungsgespräche hat dieses Verfahren international besondere Beachtung gefunden. In den folgenden Kapiteln wollen wir das grundlegende Funktionsprinzip erläutern und Designrichtlinien vorstellen.

#### 11.1.2.1 Übertragungskonzept bei idealer senderseitiger Frequenzumtastung

Zur Überwindung der Probleme schneller Modulierbarkeit optischer Sender und der strengen Dispersionsgrenzen von Multi-Gbit/s Systemen auf Standardfasern wurde bereits zu Beginn der achtziger Jahre vorgeschlagen, die Wirkung der chromatischen Dispersion gezielt zur Datenübertragung auszunutzen [102, 103] und 1992 erstmalig experimentell realisiert [104]. Das Konzept eines derartigen linearen dispersions-unterstützten Systems ist in Abbildung 11.3 schematisch dargestellt: Am Sender werden die NULLEN und EINSEN in unterschiedlichen Frequenzen leitungskodiert, wobei sowohl direkte als auch externe FSK-Modulation möglich ist.<sup>6</sup> Wir wollen uns zunächst auf letztere konzentrieren. Es handelt sich dann beim eingespeisten Signal um eine ideale phasenkontinuierliche Frequenzumtastung (CPFSK), die wir auch als einen deterministischen Vorchirp interpretieren können.

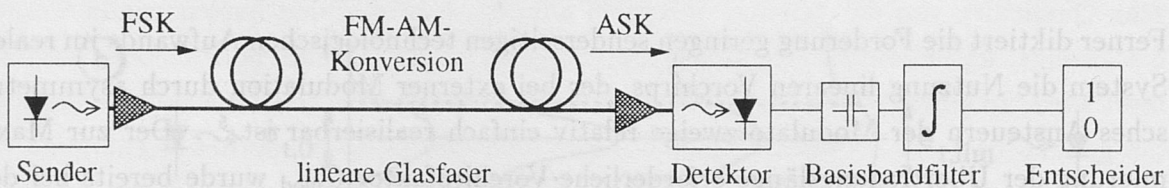


Abbildung 11.3: Systemkonfiguration der *Dispersion-Supported Transmission* (für den Fall idealen FSK-Vorchirps)

Durch den Einfluß der Dispersion erfolgt nun während der Propagation eine relative Drift der logischen Datensignale zueinander – es kommt zu einer FM-AM-Konversion<sup>7</sup>. In erster Näherung kann die hierbei entstehende zeitliche Signalform durch inkohärente Überlagerung, d.h. durch Annahme zweier senderseitig diskreter Frequenzen bestimmt werden,

<sup>6</sup>siehe hierzu Kapitel 2.2.2 und 2.3

<sup>7</sup>Die ausführliche Diskussion der FM-AM-Konversion erfolgte in Kapitel 5.4.3

obgleich wir an späterer Stelle sehen werden, daß im realen System vielmehr eine Korrelation konsekutiver Datenbits besteht. Am Ort der Überlagerung von NULL und EINS impliziert dies eine Erhöhung der Energie, es bilden sich *energetische Überlappungen* (engl.: Energy Overlaps), während sich gleichsam *energetische Einbrüche*, sogenannte *Energy Voids*, in der resultierenden Hüllkurve im Bereich der freien Bitintervalle einstellen (siehe Abbildung 11.4).

Während bei der konventionellen Intensitätsmodulation (ASK bzw. IM) sämtliche EINSen durch gegenüber der NULL höhere Leistungspegel kodiert sind, entsprechen die energetischen Maxima und Minima bei der Dispersion-Supported Transmission den *Wechseln* zwischen den beiden logischen Zuständen. Mithin ergibt sich im Gegensatz zu IM-Systemen bei der DST ein *optisches Drei-Level-Auge*, dessen Konversion in ein elektrisches Zwei-Level-Auge eine nachfolgende elektrische Filterung bedingt. Wie aus Abbildung 11.4 ersichtlich, muß hierzu der Mittelwert durch AC-Kopplung geblockt und das verbleibende Signal schließlich integriert werden.

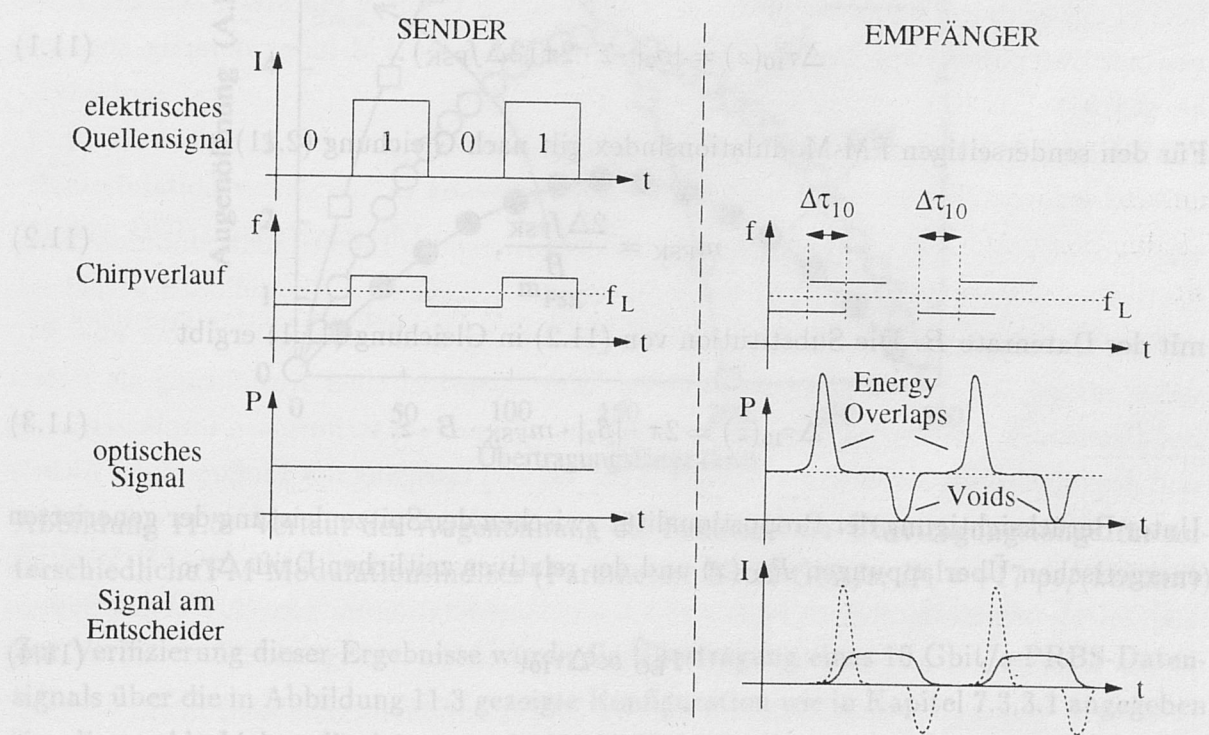


Abbildung 11.4: Veranschaulichung des Übertragungskonzepts der linearen DST (für den exemplarischen Fall der anomal-dispersiven Glasfaser)

Zusammenfassend können wir schließen, daß der wesentliche Unterschied der Dispersion-Supported Transmission im Vergleich zu Standard-Vorchirp-Verfahren darin besteht, daß das auf der Photodiode eintreffende Signal nicht in derselben Form leitungskodiert ist, wie



das ursprünglich transmittierte. Vielmehr wird das zu detektierende Signal erst durch die FM-AM-Konversion der Dispersion aus der gesandten Modulation generiert. Dennoch ist es auch bei der DST notwendig, die Systemparameter der Übertragungsstrecke anzupassen; so müssen senderseitig der FM-Index und empfängerseitig auch das Empfangsfilter für die jeweilige Übertragungsdistanz optimiert werden, was eine genaue Kenntnis der Streckenparameter voraussetzt. Im folgenden wollen wir die Optimierungskriterien von Sender und Empfänger vorstellen.

### 11.1.2.2 Optimierung des senderseitigen Frequenzhubs

Im Rahmen der inkohärenten Kleinsignalanalyse können wir zur Charakterisierung der relativen Drift der Bits und der damit entstehenden Hüllkurvenmodulation Gleichung (5.24) verwenden. Hiernach ergibt sich zwischen der zeitlichen Verschiebung  $\Delta\tau_{10}$  (siehe auch Abbildung 11.4), dem GVD-Koeffizienten  $\beta_2$  und dem gesamten Frequenzhub  $2\Delta f_{\text{FSK}}$  am Ort  $z$  der Glasfaser nachstehender Zusammenhang

$$\Delta\tau_{10}(z) = |\beta_2| \cdot z \cdot 2\pi (2\Delta f_{\text{FSK}}). \quad (11.1)$$

Für den senderseitigen FM-Modulationsindex gilt nach Gleichung (2.11)

$$m_{\text{FSK}} = \frac{2\Delta f_{\text{FSK}}}{B}, \quad (11.2)$$

mit der Datenrate  $B$ . Die Substitution von (11.2) in Gleichung (11.1) ergibt

$$\Delta\tau_{10}(z) = 2\pi \cdot |\beta_2| \cdot m_{\text{FSK}} \cdot B \cdot z. \quad (11.3)$$

Unter Berücksichtigung der Proportionalität zwischen der Spitzenleistung der generierten energetischen Überlappungen  $P_{\text{EO}}(z)$  und der relativen zeitlichen Drift  $\Delta\tau_{10}$ ,

$$P_{\text{EO}} \propto \Delta\tau_{10}, \quad (11.4)$$

erwarten wir bei der Dispersion-Supported Transmission aus Gleichung (11.3) eine mit der Übertragungslänge zunächst zunehmende Augenöffnung. Das Maximum ergibt sich bei vollständiger Überlappung unmittelbar konsekutiver NULL- und EINS-Bits am Ort  $z := L_{\text{DST,max}}$ . Eine weitere Erhöhung der Übertragungslänge führt dann, abweichend von den Ergebnissen der Kleinsignalanalyse, zu einer Reduktion der Augenöffnung, da sich die Datenbits durchlaufen.

Mathematisch muß am Maximum  $z = L_{\text{DST,max}}$  gelten

$$\Delta\tau_{10,\text{max}}(L_{\text{DST,max}}) = 2\pi \cdot |\beta_2| \cdot m_{\text{FSK}} \cdot B \cdot L_{\text{DST,max}} \stackrel{!}{=} T_b = \frac{1}{B}, \quad (11.5)$$

wonach wir durch Umstellen

$$B \cdot \sqrt{L_{\text{DST,max}}} = \sqrt{\frac{1}{2\pi \cdot |\beta_2| \cdot m_{\text{FSK}}}} \quad (11.6)$$

erhalten. Hieraus wird ersichtlich, daß die Dispersion-Supported Transmission hinsichtlich der linearen Dispersionsgrenze qualitativ ebenso skaliert wie konventionelle Übertragungskonzepte<sup>8</sup>. Ferner wird deutlich, daß die Maximierung der Übertragungslänge  $L_{\text{DST,max}}$  bei gegebener Datenrate und Dispersion eine *Minimierung* des senderseitigen Frequenzhubes  $m_{\text{FSK}}$  bedingt.

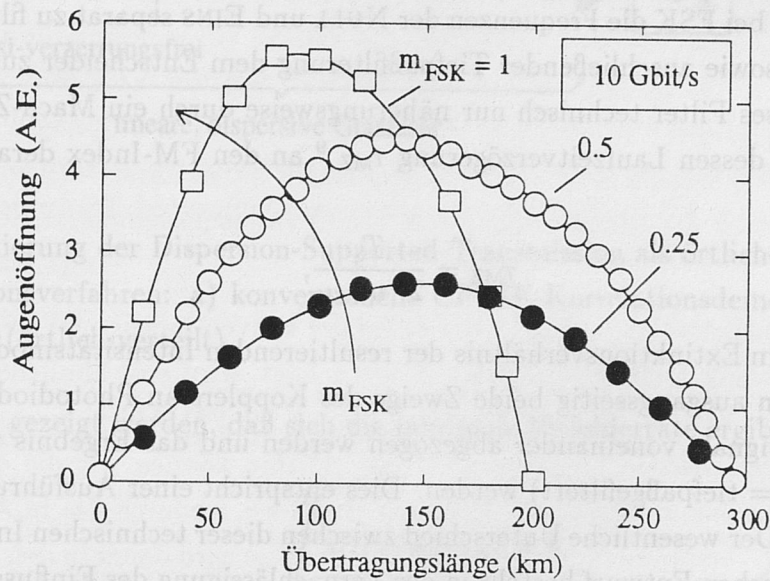


Abbildung 11.5: Verlauf der Augenöffnung als Funktion der Übertragungslänge für unterschiedliche FM-Modulationsindizes (Parameter:  $B=10$  Gbit/s,  $D_\lambda = +17$  ps/(km·nm))

Zur Verifizierung dieser Ergebnisse wurde die Übertragung eines 10 Gbit/s-PRBS-Datensignals über die in Abbildung 11.3 gezeigte Konfiguration wie in Kapitel 7.3.3.1 angegeben simuliert. Als Lichtwellenleiter wurde hierbei Standardfasern der Dispersion  $\beta_2 = -21.25$  ps<sup>2</sup>/km bei  $\lambda = 1.55$  μm verwendet. Abbildung 11.5 zeigt den Verlauf der Augenöffnung in arbiträren Einheiten (A.E.) als Funktion der Faserlänge für verschiedene senderseitige Modulationsindizes. Qualitativ ergibt sich zunächst in allen Fällen das erwartete Längenverhalten. Ferner führt auch zunächst eine Verringerung des FM-Hubs von  $m_{\text{FSK}} = 1$  auf

<sup>8</sup>siehe hierzu auch Kapitel 5.5.1



$m_{\text{FSK}} = 0.5$  zu einer Erhöhung der erreichbaren Länge  $L_{\text{DST,max}}$ , wobei sich eine gute quantitative Übereinstimmung mit den aus Gleichung (11.3) folgenden analytischen Werten  $L_{\text{DST,max}}(10 \text{ Gbit/s}, m_{\text{FSK}} = 1) \approx 74.9$  und  $L_{\text{DST,max}}(10 \text{ Gbit/s}, m_{\text{FSK}} = 0.5) \approx 149.8 \text{ km}$  zeigt. Tendenziell ergeben sich die Maxima der Augenöffnung im Falle der PRBS-Folgen jedoch bereits bei geringfügig kürzeren Streckenlängen.

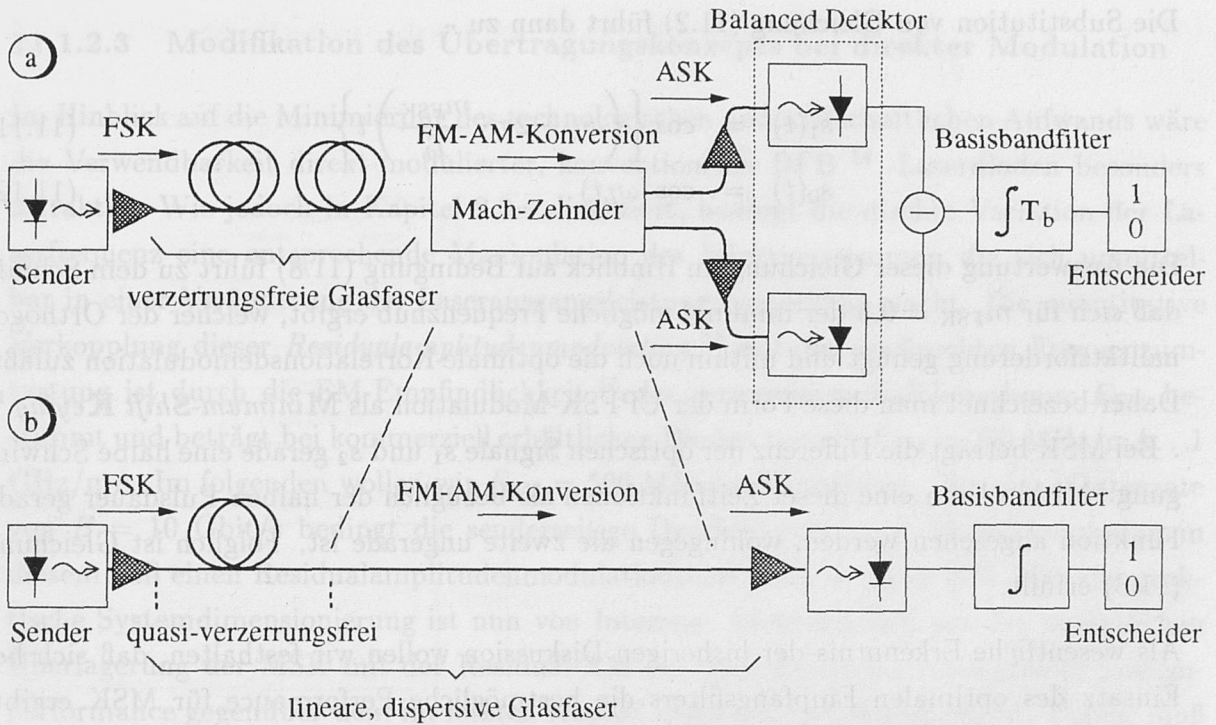
Auffällig ist, daß sich bei weiterer Verringerung des Hubs auf  $m_{\text{FSK}} = 0.25$  keine weitere Erhöhung der überbrückbaren Länge einstellt; vielmehr führt dies lediglich zu einer Reduktion der realisierbaren Augenöffnung. Um dies zu erklären, müssen wir den Demodulationsvorgang der Dispersion-Supported Transmission genauer betrachten: Bei konventioneller CPFSK-Übertragung gelangt im Idealfall die senderseitige Frequenzmodulation ungestört zum Empfänger. Bei Annahme linearer Filterkonzepte ergibt sich dann die minimale Bitfehlerrate bei Verwendung des *Signal-angepaßten Filters* (engl.: Matched Filter) [105]. Hierzu sind bei FSK die Frequenzen der NULL und EINS separat zu filtern und nach Differenzbildung sowie anschließender Tiefpaßfilterung dem Entscheider zuzuführen. Bei CPFSK kann dieses Filter technisch nur näherungsweise durch ein Mach-Zehnder Filter realisiert werden, dessen Laufzeitverzögerung  $\tau_{\text{MZ}}$ <sup>9</sup> an den FM-Index derartig angepaßt ist, daß gilt

$$\tau_{\text{MZ}} = \frac{T_b}{2 \cdot m_{\text{FSK}}}, \quad (11.7)$$

was zu maximalem Extinktionsverhältnis der resultierenden Intensitätsmodulation führt. Schließlich müssen ausgangsseitig beide Zweige des Kopplers an Photodioden detektiert, die elektrischen Signale voneinander abgezogen werden und das Ergebnis über eine Bitdauer integriert (= tiefpaßgefiltert) werden. Dies entspricht einer Ausführung als *Balanced Detektor*<sup>10</sup>. Der wesentliche Unterschied zwischen dieser technischen Implementation und dem theoretischen Entwurf besteht in der Vernachlässigung des Einflusses der nichtlinearen Übertragungsfunktion der verwendeten Photodetektoren, was für die spätere Diskussion der erreichbaren Systemempfindlichkeit noch von Bedeutung sein wird. Dennoch können wir schließen, daß die eigentliche Signaldemodulation im konventionellen System in der Korrelation nachfolgender Bits und anschließender Intergration besteht, weshalb man auch von *Korrelationsempfang* spricht. Diese vollständige Konfiguration ist in Abbildung 11.6a dargestellt.

<sup>9</sup>siehe Ausführungen in Kapitel 2.4

<sup>10</sup>siehe Kapitel 2.4



Abbildung

11.6: Modellierung der Dispersion-Supported Transmission als örtlich-verteiltes CPFSK-Demodulationsverfahren: a) konventionelle CPFSK-Korrelationsdemodulation (diskret) und b) DST (örtlich-verteilt)

Es kann nun gezeigt werden, daß sich die minimale Bitfehlerrate ergibt, falls gilt [105]

$$\int_0^{T_b} s_1(t) \cdot s_0(t) dt = 0, \quad (11.8)$$

wobei  $s_1(t)$  und  $s_0(t)$  die schnell-oszillierenden zeitlichen Signalverläufe der EINS respektive der NULL am Empfänger sind. Physikalisch verhalten sich die beiden Zeitverläufe bei Gültigkeit von Gleichung (11.8) zueinander *orthogonal*.

Für die (nicht-phasenkontinuierliche) FSK ergibt sich folgende Beschreibung

$$s_1(t) = \cos \{(\omega_L + 2 \cdot 2\pi \Delta f_{\text{FSK}}) t\} \quad (11.9)$$

$$s_0(t) = \cos \{\omega_L t\}, \quad (11.10)$$

wobei wir zur besseren Verständlichkeit aus didaktischen Gründen anstelle der symmetrischen Frequenzaussteuerung um die Lasermittenkreisfrequenz  $\omega_L$  willkürlich die optische Frequenz der Null zu  $\omega_L$  gewählt haben.



Die Substitution von Gleichung (11.2) führt dann zu

$$s_1(t) = \cos \left\{ \left( \omega_L + 2\pi \cdot \frac{m_{\text{FSK}}}{T_b} \right) t \right\} \quad (11.11)$$

$$s_0(t) = \cos(\omega_L t). \quad (11.12)$$

Die Auswertung dieser Gleichung im Hinblick auf Bedingung (11.8) führt zu dem Schluß, daß sich für  $m_{\text{FSK}} = 0.5$  der minimal mögliche Frequenzhub ergibt, welcher der Orthogonalitätsforderung genügt und mithin noch die optimale Korrelationsdemodulation zuläßt. Daher bezeichnet man diese Form der CPFSK-Modulation als **Minimum-Shift Keying**<sup>11</sup>. Bei MSK beträgt die Differenz der optischen Signale  $s_1$  und  $s_2$  gerade eine halbe Schwingung. Mithin kann eine dieser Zeitfunktionen als bezüglich der halben Pulsdauer gerade Funktion angesehen werden, wohingegen die zweite ungerade ist. Folglich ist Gleichung (11.8) erfüllt.

Als wesentliche Erkenntnis der bisherigen Diskussion wollen wir festhalten, daß sich bei Einsatz des optimalen Empfangsfilters die bestmögliche Performance für MSK ergibt.<sup>12</sup> Daraus folgt ebenso, daß eine potentielle Verbesserung der Systemperformance bei Übergang zu  $m_{\text{FSK}} < 0.5$  im Rahmen der Dispersion-Supported Transmission eindeutig auf ein suboptimales Empfangsfilter schließen läßt.

Während die eigentliche FM-AM-Konversion bei der konventionellen CPFSK mit direkter Detektion im empfängerseitigen optischen Filter erfolgt, wird eine ähnliche Korrelationsdemodulation auch bei der DST durchgeführt, wobei die FM-AM-Konversion nun durch Wirkung der chromatischen Dispersion erfolgt. Mithin können wir die obigen Überlegungen auf Dispersions-unterstützte Verfahren erweitern, wodurch das in Abbildung 11.5 gezeigte Verhalten verständlich wird. Zweckmäßigerweise wird daher in den nachfolgenden Untersuchungen stets ein optimaler Modulationsindex von  $m_{\text{FSK}} = 0.5$  für Minimum-Shift Keying verwendet.

Um Verständnisproblemen vorzubeugen sei an dieser Stelle noch explizit darauf hingewiesen, daß die aus der nicht-vernachlässigbaren Linienbreite resultierende zusätzliche Begrenzung des minimal tolerierbaren FM-Hubs für kommerziell erhältliche Laserquellen erst bei sehr hohen Übertragungslängen zu einer signifikanten Beeinträchtigung führt<sup>13</sup> und mithin bei der hier betrachteten 10 Gbit/s-Standardfaserübertragung irrelevant ist

<sup>11</sup>siehe auch Kapitel 2.2.2

<sup>12</sup>es sei daran erinnert, daß die spektrale Breite bei MSK ebenfalls die bei reiner CPFSK minimal mögliche ist

<sup>13</sup>die genaue Quantifizierung dieser Grenzen findet sich in [99]

### 11.1.2.3 Modifikation des Übertragungskonzepts bei direkter Modulation

Im Hinblick auf die Minimierung des technologischen und wirtschaftlichen Aufwands wäre die Verwendbarkeit direkt-modulierter, konventioneller DFB <sup>14</sup> -Laserdioden besonders attraktiv. Wie jedoch in Kapitel 2.3.1 diskutiert, bedingt die direkte Variation der Laserfrequenz eine entsprechende Manipulation des Injektionsstromes, die sich unmittelbar in einer Veränderung der Laserausgangsleistung bemerkbar macht. Die quantitative Verkopplung dieser *Residualamplitudenmodulation* <sup>15</sup> mit der erwünschten Frequenzumtastung ist durch die FM-Empfindlichkeit <sup>16</sup> des verwendeten Halbleiterlasers  $E_{\text{FM}}$  bestimmt und beträgt bei kommerziell erhältlichen Dioden typisch  $E_{\text{FM}} \approx 250 \text{ MHz/mA} \dots 1 \text{ GHz/mA}$ . Im folgenden wollen wir  $E_{\text{FM}} = 500 \text{ MHz/mA}$  annehmen. Bei einer Datenrate von  $B = 10 \text{ Gbit/s}$  bedingt die senderseitige Durchführung einer MSK-Modulation in diesem Fall einen Residualamplitudenmodulationsindex von  $m_{\text{ASK}} \approx 25\%$ . Für die praktische Systemdimensionierung ist nun von Interesse, inwieweit sich aus der zusätzlichen Überlagerung der MSK mit der Residual-AM eine Reduktion der erreichbaren Systemperformance gegenüber dem im letzten Kapitel diskutierten Idealfall ergibt. Ferner muß das Design des jetzt veränderten Signal-angepaßten Filters festgelegt werden, welches zur maximalen Übertragungskapazität führt. Diese Untersuchungen bilden den Gegenstand der folgenden Kapitel.

Der besseren Anschaulichkeit wegen sind in Abbildung 11.7 zunächst die modifizierten Signalverläufe für  $m_{\text{ASK}} \neq 0$  dargestellt. Im besonderen wird ersichtlich, daß sich anstelle des empfängerseitigen optischen 3-Level-Auges der idealen DST nun ein 4-Level-Auge ergibt. Das zusätzliche Niveau kann durch die Aufspaltung des identischen Mittelwertes konsekutiver EINSEN bzw. NULLEN in eine, durch die Residualamplitudenmodulation bestimmten, geringfügig positive respektive negative Abweichung vom Mittelwert  $P_{\text{ave}}$  erklärt werden (siehe Abbildung 11.7).

Prinzipiell wäre daher die Beibehaltung des reinen Integratorkonzepts bei nicht-vernachlässigbarer Rest-AM nur durch eine Erhöhung des Komponentenaufwands möglich: So würde eine größere Anzahl aufeinanderfolgender NULLEN oder EINSEN durch Integration einen entsprechenden Abfall respektive Anstieg des demodulierten Signalpegels implizieren. Im Extremfall könnte dies zu einem Verkennen des nachfolgenden Wechsels und somit zu einer signifikanten Degradierung der Bitfehlerrate führen. Eine Unterdrückung dieses Anstiegs wäre auf zwei Arten möglich; zum einen könnte eine maximale und minimale Pegelbegrenzung durchgeführt werden, wobei diese jedoch an die jeweilige Über-

<sup>14</sup>Distributed Feedback (engl.): Verteilte Rückwirkung

<sup>15</sup>zur Begriffsdefinition siehe auch Kapitel 2.3.1.2

<sup>16</sup>siehe Kapitel 2.3.1.2



Die Substitution von Gleichung (11.2) führt dann zu

$$s_1(t) = \cos \left\{ \left( \omega_L + 2\pi \cdot \frac{m_{\text{FSK}}}{T_b} \right) t \right\} \quad (11.11)$$

$$s_0(t) = \cos(\omega_L t). \quad (11.12)$$

Die Auswertung dieser Gleichung im Hinblick auf Bedingung (11.8) führt zu dem Schluß, daß sich für  $m_{\text{FSK}} = 0.5$  der minimal mögliche Frequenzhub ergibt, welcher der Orthogonalitätsforderung genügt und mithin noch die optimale Korrelationsdemodulation zuläßt. Daher bezeichnet man diese Form der CPFSK-Modulation als **Minimum-Shift Keying**<sup>11</sup>. Bei MSK beträgt die Differenz der optischen Signale  $s_1$  und  $s_2$  gerade eine halbe Schwingung. Mithin kann eine dieser Zeitfunktionen als bezüglich der halben Pulsdauer gerade Funktion angesehen werden, wohingegen die zweite ungerade ist. Folglich ist Gleichung (11.8) erfüllt.

Als wesentliche Erkenntnis der bisherigen Diskussion wollen wir festhalten, daß sich bei Einsatz des optimalen Empfangsfilters die bestmögliche Performance für MSK ergibt.<sup>12</sup> Daraus folgt ebenso, daß eine potentielle Verbesserung der Systemperformance bei Übergang zu  $m_{\text{FSK}} < 0.5$  im Rahmen der Dispersion-Supported Transmission eindeutig auf ein suboptimales Empfangsfilter schließen läßt.

Während die eigentliche FM-AM-Konversion bei der konventionellen CPFSK mit direkter Detektion im empfängerseitigen optischen Filter erfolgt, wird eine ähnliche Korrelationsdemodulation auch bei der DST durchgeführt, wobei die FM-AM-Konversion nun durch Wirkung der chromatischen Dispersion erfolgt. Mithin können wir die obigen Überlegungen auf Dispersions-unterstützte Verfahren erweitern, wodurch das in Abbildung 11.5 gezeigte Verhalten verständlich wird. Zweckmäßigerweise wird daher in den nachfolgenden Untersuchungen stets ein optimaler Modulationsindex von  $m_{\text{FSK}} = 0.5$  für Minimum-Shift Keying verwendet.

Um Verständnisproblemen vorzubeugen sei an dieser Stelle noch explizit darauf hingewiesen, daß die aus der nicht-vernachlässigbaren Linienbreite resultierende zusätzliche Begrenzung des minimal tolerierbaren FM-Hubs für kommerziell erhältliche Laserquellen erst bei sehr hohen Übertragungslängen zu einer signifikanten Beeinträchtigung führt<sup>13</sup> und mithin bei der hier betrachteten 10 Gbit/s-Standardfaserübertragung irrelevant ist

<sup>11</sup>siehe auch Kapitel 2.2.2

<sup>12</sup>es sei daran erinnert, daß die spektrale Breite bei MSK ebenfalls die bei reiner CPFSK minimal mögliche ist

<sup>13</sup>die genaue Quantifizierung dieser Grenzen findet sich in [99]

### 11.1.2.3 Modifikation des Übertragungskonzepts bei direkter Modulation

Im Hinblick auf die Minimierung des technologischen und wirtschaftlichen Aufwands wäre die Verwendbarkeit direkt-modulierter, konventioneller DFB<sup>14</sup>-Laserdioden besonders attraktiv. Wie jedoch in Kapitel 2.3.1 diskutiert, bedingt die direkte Variation der Laserfrequenz eine entsprechende Manipulation des Injektionsstromes, die sich unmittelbar in einer Veränderung der Laserausgangsleistung bemerkbar macht. Die quantitative Verkopplung dieser *Residualamplitudenmodulation*<sup>15</sup> mit der erwünschten Frequenzumtastung ist durch die FM-Empfindlichkeit<sup>16</sup> des verwendeten Halbleiterlasers  $E_{\text{FM}}$  bestimmt und beträgt bei kommerziell erhältlichen Dioden typisch  $E_{\text{FM}} \approx 250 \text{ MHz/mA} \dots 1 \text{ GHz/mA}$ . Im folgenden wollen wir  $E_{\text{FM}} = 500 \text{ MHz/mA}$  annehmen. Bei einer Datenrate von  $B = 10 \text{ Gbit/s}$  bedingt die senderseitige Durchführung einer MSK-Modulation in diesem Fall einen Residualamplitudenmodulationsindex von  $m_{\text{ASK}} \approx 25\%$ . Für die praktische Systemdimensionierung ist nun von Interesse, inwieweit sich aus der zusätzlichen Überlagerung der MSK mit der Residual-AM eine Reduktion der erreichbaren Systemperformance gegenüber dem im letzten Kapitel diskutierten Idealfall ergibt. Ferner muß das Design des jetzt veränderten Signal-angepaßten Filters festgelegt werden, welches zur maximalen Übertragungskapazität führt. Diese Untersuchungen bilden den Gegenstand der folgenden Kapitel.

Der besseren Anschaulichkeit wegen sind in Abbildung 11.7 zunächst die modifizierten Signalverläufe für  $m_{\text{ASK}} \neq 0$  dargestellt. Im besonderen wird ersichtlich, daß sich anstelle des empfängerseitigen optischen 3-Level-Auges der idealen DST nun ein 4-Level-Auge ergibt. Das zusätzliche Niveau kann durch die Aufspaltung des identischen Mittelwertes konsekutiver EINSEN bzw. NULLEN in eine, durch die Residualamplitudenmodulation bestimmten, geringfügig positive respektive negative Abweichung vom Mittelwert  $P_{\text{ave}}$  erklärt werden (siehe Abbildung 11.7).

Prinzipiell wäre daher die Beibehaltung des reinen Integratorkonzepts bei nicht-vernachlässigbarer Rest-AM nur durch eine Erhöhung des Komponentenaufwands möglich: So würde eine größere Anzahl aufeinanderfolgender NULLEN oder EINSEN durch Integration einen entsprechenden Abfall respektive Anstieg des demodulierten Signalpegels implizieren. Im Extremfall könnte dies zu einem Verkennen des nachfolgenden Wechsels und somit zu einer signifikanten Degradierung der Bitfehlerrate führen. Eine Unterdrückung dieses Anstiegs wäre auf zwei Arten möglich; zum einen könnte eine maximale und minimale Pegelbegrenzung durchgeführt werden, wobei diese jedoch an die jeweilige Über-

<sup>14</sup>Distributed Feedback (engl.): Verteilte Rückwirkung

<sup>15</sup>zur Begriffsdefinition siehe auch Kapitel 2.3.1.2

<sup>16</sup>siehe Kapitel 2.3.1.2



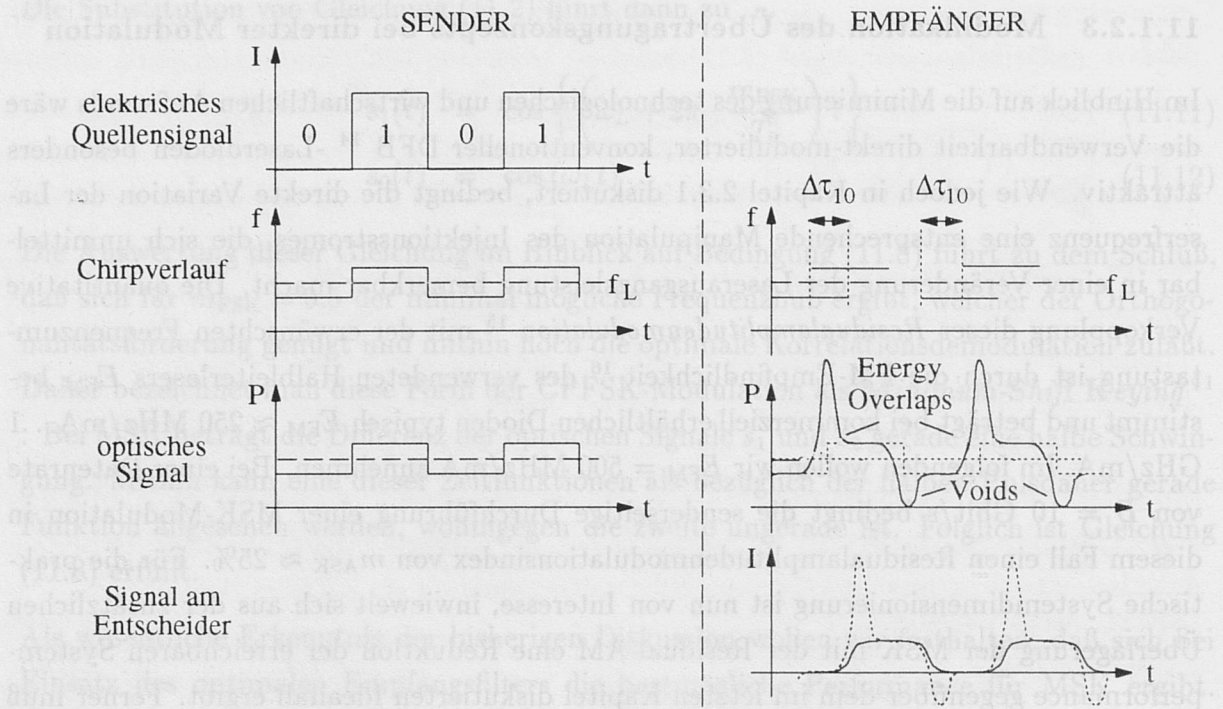


Abbildung 11.7: Signalverläufe bei direkt-modulierter DST mit nicht-vernachlässigbarer Residualamplitudenmodulation

tragungsdistanz adaptiert werden müßte, was nur begrenzt sinnvoll ist. Zum anderen wäre es durch senderseitige Kodierung möglich, die Anzahl aufeinanderfolgender EINS- oder NULL-EN zu begrenzen. Dies ist ohnehin auch bei idealer DST erforderlich, um auch bei einer Vielzahl unmittelbar konsekutiver EINS-EN oder NULL-EN eine einwandfreie Taktrückgewinnung zu garantieren. Wie jedoch im letzten Kapitel gezeigt, läßt sich die optimale Systemempfindlichkeit nur durch Verwendung des Matched Filters erreichen, welches wir nun ableiten wollen.

#### 11.1.2.4 Optimierung des Empfängerfilters

Die Wellenausbreitung amplituden- und/oder frequenzmodulierter Signale in linearen, dispersiven Glasfasern wurde bereits von Wang und Petermann intensiv diskutiert [33]. Im Rahmen dieser Untersuchungen konnte durch eine Kleinsignalanalyse der linearen Wellengleichung (5.57), ähnlich zu der in Kapitel 5.4.3 durchgeführten Perturbationslösung, die Verkopplung von senderseitiger FM/AM mit der respektiven dispersions-induzierten AM/FM am Empfänger in Form einer *Konversionsmatrix* angegeben werden.

Mit dem Ansatz nach Gleichung (5.37) kann das langsam-oszillierende Eingangsfeld wie folgt geschrieben werden

$$A_{\text{in}}(t) := \sqrt{P_{\text{in}}(t)} \cdot \exp \{j\phi_{\text{in}}(t)\} \quad (11.13)$$

und die Signalleistung gemäß

$$P_{\text{in}}(t) := P_{\text{ave}} + \Delta P_{\text{in}}(t) := P_{\text{ave}} + \Delta P_{\text{in}} \cdot \cos(\omega t), \quad (11.14)$$

woraus sich der senderseitige AM-Index nach Gleichung (2.7) zu

$$m_{\text{ASK},\text{in}} = \frac{\Delta P_{\text{in}}}{P_{\text{ave}}} \quad (11.15)$$

berechnet. Mit einer relativen Phasenmodulation gemäß

$$\phi_{\text{in}}(t) := \phi_L + \Delta\phi_{\text{in}}(t) \quad (11.16)$$

sowie einer analogen Formulierung des Ausgangsfeldes  $A_{\text{out}}$  ergibt sich nach den Ergebnissen von Wang und Petermann nachstehende Konversionsmatrix [33]

$$\begin{pmatrix} \frac{\Delta P_{\text{out}}(t, z)}{2P_{\text{ave}}} \\ \phi_{\text{out}}(t, z) \end{pmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{\beta_2 z}{2} \cdot \frac{d^2}{dt^2}\right) & -\sin\left(\frac{\beta_2 z}{2} \cdot \frac{d^2}{dt^2}\right) \\ \sin\left(\frac{\beta_2 z}{2} \cdot \frac{d^2}{dt^2}\right) & \cos\left(-\frac{\beta_2 z}{2} \cdot \frac{d^2}{dt^2}\right) \end{bmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\Delta P_{\text{in}}(t)}{2P_{\text{ave}}} \\ \phi_{\text{in}}(t) \end{pmatrix} \quad (11.17)$$

Zur Ableitung dieser Gleichung wurde von der *Operator*-Schreibweise Gebrauch gemacht. Für die eigentliche Berechnung sind daher die trigonometrischen Funktionen  $\sin$  und  $\cos$  in eine Reihe zu entwickeln und die entsprechenden Differentialoperatoren ( $d^2/dt^2$ ) anschließend auf die jeweilige Funktion anzuwenden und zu gewichten. Streng formal betrachtet, ist die Gültigkeit dieser Verkopplung durch die Forderung begrenzter senderseitiger AM- und FM-Indizes eingeschränkt.

Bei der Dispersion-Supported Transmission wird ausgangsseitig die resultierende Intensitätsmodulation detektiert. Aus (11.17) erhalten wir

$$\frac{\Delta P_{\text{out}}(t, z)}{2P_{\text{ave}}} = \cos\left(\frac{\beta_2 z}{2} \cdot \frac{d^2}{dt^2}\right) \cdot \frac{\Delta P_{\text{in}}(t)}{2P_{\text{ave}}} - \sin\left(\frac{\beta_2 z}{2} \cdot \frac{d^2}{dt^2}\right) \cdot \phi_{\text{in}}(t). \quad (11.18)$$

Betrachten wir zunächst den Fall idealer senderseitiger CPFSK ( $m_{\text{ASK}} = 0$ ). Mit Gleichung (11.15) reduziert sich die Gleichung (11.18) dann zu

$$\left. \frac{\Delta P_{\text{out}}(t, z)}{2P_{\text{ave}}} \right|_{m_{\text{ASK}}=0} = -\sin\left(\frac{\beta_2 z}{2} \cdot \frac{d^2}{dt^2}\right) \cdot \phi_{\text{in}}(t). \quad (11.19)$$



Beschränken wir uns ferner auf den Bereich geringer dispersiver Signalverzerrungen, so ergibt die Linearisierung dieser Gleichung mit  $\sin(x) \approx x$

$$\left. \frac{\Delta P_{\text{out}}(t, z)}{2P_{\text{ave}}} \right|_{\text{mASK}=0} \approx -\frac{\beta_2 z}{2} \cdot \frac{d^2 \phi_{\text{in}}(t)}{dt^2}. \quad (11.20)$$

Zwischen der Frequenzmodulation  $\Delta\omega_{\text{in}}(t)$  und der Phasenmodulation  $\Delta\phi_{\text{in}}(t)$  am Sender besteht nun der Zusammenhang

$$\Delta\omega_{\text{in}}(t) = \frac{d\phi_{\text{in}}(t)}{dt}. \quad (11.21)$$

Die Substitution von (11.21) in Gleichung (11.20) führt dann zu nachstehender Zeitbereichsverknüpfung zwischen senderseitiger FM und empfängerseitiger AM

$$\left. \frac{\Delta P_{\text{out}}(t, z)}{2P_{\text{ave}}} \right|_{\text{mASK}=0} \approx -\frac{\beta_2 z}{2} \cdot \Delta\omega_{\text{in}} \cdot \frac{d\epsilon(t)}{dt}, \quad (11.22)$$

wobei wir die senderseitige Zeitfunktion des Vorchirps  $\Delta\omega_{\text{in}}(t)$  wie folgt durch die zu übertragende Signalfolge  $\epsilon(t)$  ausgedrückt haben

$$\Delta\omega_{\text{in}}(t) := \Delta\omega_{\text{in}} \cdot \epsilon(t), \quad (11.23)$$

mit  $\text{Max}\{\epsilon(t)\} = 1$ . Durch Fouriertransformation erhalten wir daraus

$$\left. \frac{\Delta P_{\text{out}}(\omega, z)}{2P_{\text{ave}}} \right|_{\text{mASK}=0} \approx \frac{|\beta_2| z \cdot \Delta\omega_{\text{in}}}{2} \cdot j\omega \cdot \epsilon(\omega), \quad (11.24)$$

wobei wir, unter Annahme der Signalpropagation auf anomal-dispersiven Standardfasern,  $-\beta_2$  durch  $|\beta_2|$  substituiert haben.

Da der elektrische Strom  $I_{\text{PD}}$  nach der Photodiode zur optischen Leistung  $P$  direkt proportional ist, ergibt sich nach Gleichung (11.24) bei idealer DST die aus Vorchirp und dispersiver Glasfaser resultierende *äquivalente elektrische Filterfunktion*  $H_{\text{equ, mASK}=0}$  zu

$$H_{\text{equ, mASK}=0} := \frac{j\omega}{\omega_{\text{lim},0}}, \quad (11.25)$$

mit der zugeordneten *Grenzkreisfrequenz*  $\omega_{\text{lim},0}$

$$\omega_{\text{lim},0} := \frac{2}{|\beta_2| \cdot z \cdot \Delta\omega_{\text{in}}}. \quad (11.26)$$

Die optimale Systemperformance wird nun erreicht, falls das elektrische Filter nach den Photodioden, charakterisiert durch  $H_{\text{ef,DST}}$ , die Gesamtübertragungsfunktion der optischen Datenübermittlung  $H_{\text{equ,mASK}=0}$  derartig ausgleicht, daß gilt

$$H_{\text{equ}} \cdot H_{\text{ef,DST}} = 1, \quad (11.27)$$

so daß wir unmittelbar am Entscheider die ungestörte zeitliche Signalfunktion  $\epsilon(t)$  zurückgewinnen (siehe auch Abbildung 11.8)

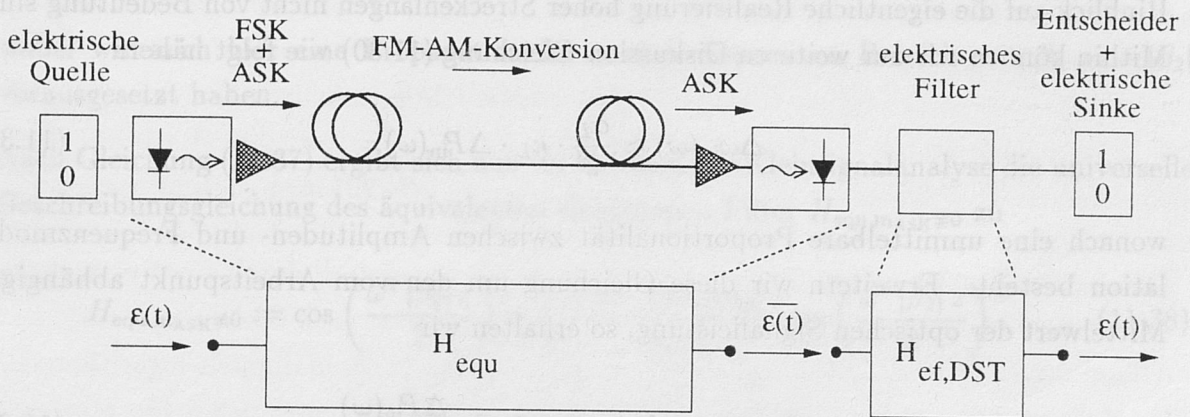


Abbildung 11.8: Veranschaulichung der quasi-linearen Filterkonzeptionierung

Einsetzen von (11.25) in Gleichung (11.27) ergibt bei idealer DST für das optimale elektrische Filter

$$H_{\text{ef,DST,mASK}=0} = \frac{K_a \cdot \omega_{\text{lim},0}}{j\omega}, \quad (11.28)$$

wobei wir in Erweiterung von Gleichung (11.25) den Faktor  $K_a$  zur Berücksichtigung der optischen oder auch elektrischen Signalverstärkung eingeführt haben. Wie ersichtlich, ergibt sich die optimale Systemperformance bei Einsatz eines Filters der Grenzfrequenz Null, eines *Integrators*, was im Einklang zu den Ergebnissen des letzten Kapitels steht.

Wir wollen nun eine analoge Diskussion für den praktisch relevanten Fall nicht-vernachlässigbarer Residualamplitudenmodulation ( $m_{\text{ASK}} \neq 0$ ) durchführen. Wiederum transformieren wir hierzu Gleichung (11.18) in den Frequenzbereich. Unter Berücksichtigung der Identitäten (5.52)-(5.54) erhalten wir

$$\frac{\Delta P_{\text{out}}(\omega, z)}{2P_{\text{ave}}} = \cos\left(\frac{\omega^2 \beta_2 z}{2}\right) \cdot \frac{\Delta P_{\text{in}}(\omega)}{2P_{\text{ave}}} - \frac{j}{\omega} \cdot \sin\left(\frac{\omega^2 \beta_2 z}{2}\right) \cdot \Delta \omega_{\text{in}}(\omega). \quad (11.29)$$

Für direkt-modulierte Halbleiterlaser besteht nach Gleichung (2.18) zwischen der durch Variation des Injektionsstromes hervorgerufenen Leistungsmodulation  $\Delta P_{\text{in}}(t)$  und der



Frequenzmodulation  $\Delta\omega_{\text{in}}(t)$  im Frequenzbereich der Zusammenhang

$$\Delta\omega_{\text{in}}(\omega) = \frac{\alpha_L}{2} \cdot [j\omega \cdot \ln(\Delta P_{\text{in}}/P_{\text{ave}}) + \kappa_L \cdot \Delta P_{\text{in}}(t)]. \quad (11.30)$$

Zur Untersuchung der Dispersion-Supported Transmission ist lediglich der statische Anteil des Chirps von Bedeutung, da der unmittelbar an den Pulsflanken generierte transiente Chirp zum Aufbau hoher Spektralkomponenten führt, die unter dem Einfluß der Dispersion bereits bei sehr kurzen Streckenlängen <sup>17</sup> zeitlich verstreut werden und somit im Hinblick auf die eigentliche Realisierung hoher Streckenlängen nicht von Bedeutung sind. Mithin können wir zur weiteren Diskussion Gleichung (11.30) wie folgt nähern

$$\Delta\omega_{\text{in}}(\omega) \approx \frac{\alpha_L}{2} \cdot \kappa_L \cdot \Delta P_{\text{in}}(\omega), \quad (11.31)$$

wonach eine unmittelbare Proportionalität zwischen Amplituden- und Frequenzmodulation besteht. Erweitern wir diese Gleichung um den vom Arbeitspunkt abhängigen Mittelwert der optischen Signalleistung, so erhalten wir

$$\Delta\omega_{\text{in}}(\omega) \approx [\alpha_L \cdot \kappa_L \cdot P_{\text{ave}}] \cdot \frac{\Delta P_{\text{in}}(\omega)}{2P_{\text{ave}}}. \quad (11.32)$$

woraus ersichtlich wird, daß das Produkt

$$\omega_c := \alpha_L \cdot \kappa_L \cdot P_{\text{ave}} \quad (11.33)$$

die Einheit einer Kreisfrequenz (1/s) annehmen muß. Mit den Definitionen des AM- und FM-Indizes, (11.15) respektive (11.2), erhalten wir durch Erweitern aus Gleichung (11.32)

$$\Delta\omega_{\text{in}}(\omega) = \pi \cdot B \cdot \frac{2\Delta f}{B} \cdot \epsilon(\omega) = \pi \cdot B \cdot m_{\text{FSK}} \approx [\alpha_L \cdot \kappa_L \cdot P_{\text{ave}}] \cdot \frac{m_{\text{ASK}}}{2} \cdot \epsilon(\omega) \quad (11.34)$$

mit der normierten elektrischen Signalfolge  $\epsilon$  gemäß (11.23) und daraus schließlich

$$[\alpha_L \cdot \kappa_L \cdot P_{\text{ave}}] \approx \frac{2\pi \cdot B \cdot m_{\text{FSK}}}{m_{\text{ASK}}}. \quad (11.35)$$

Mithin haben wir die Gleichung (11.33) der Kreisfrequenz  $\omega_c$  von einer Laserparameter-spezifischen, Komponenten-orientierten Definition in eine System-orientierte Bestimmungsgleichung überführt.

<sup>17</sup>bei B=10 Gbit/s und Standardfaser ist dieser Anteil nach 5 km Faserstrecke bereits völlig zerstreut

Durch Substitution von (11.35) in (11.32) erhalten wir schließlich

$$\Delta\omega_{\text{in}}(\omega) \approx \frac{2\pi \cdot B \cdot m_{\text{FSK}}}{m_{\text{ASK}}} \cdot \frac{\Delta P_{\text{in}}(\omega)}{2P_{\text{ave}}}. \quad (11.36)$$

Das Einsetzen dieser Beziehung in (11.29) und Faktorisieren ergibt dann

$$\frac{\Delta P_{\text{out}}(\omega, z)}{2P_{\text{ave}}} = \left[ \cos\left(\frac{\omega^2 |\beta_2| z}{2}\right) + \frac{j}{\omega} \cdot \frac{2\pi \cdot B \cdot m_{\text{FSK}}}{m_{\text{ASK}}} \cdot \sin\left(\frac{\omega^2 |\beta_2| z}{2}\right) \right] \cdot \frac{\Delta P_{\text{in}}(\omega)}{2P_{\text{ave}}}, \quad (11.37)$$

wobei wir auch hier eine Propagation im anomal-dispersiven Bereich mit  $\beta_2 = -|\beta_2|$  vorausgesetzt haben.

Nach Gleichung (11.37) ergibt sich nun im Rahmen der Kleinsignalanalyse die universelle Beschreibungsgleichung des äquivalenten elektrischen Filter  $H_{\text{equ}, m_{\text{ASK}} \neq 0}$  zu

$$H_{\text{equ}, m_{\text{ASK}} \neq 0} := \cos\left(\frac{\omega^2 |\beta_2| z}{2}\right) + \frac{j}{\omega} \cdot \frac{2\pi \cdot B \cdot m_{\text{FSK}}}{m_{\text{ASK}}} \cdot \sin\left(\frac{\omega^2 |\beta_2| z}{2}\right). \quad (11.38)$$

Zur Diskussion der Gleichung (11.38) wollen wir zunächst den Fall geringer dispersiver Signalverzerrungen betrachten. Es gilt dann bei  $z = L$

$$\frac{\omega^2 \cdot |\beta_2| L}{2} \ll 1 \quad (11.39)$$

so daß wir (11.38) mit  $\cos(x) \approx 1$  und  $\sin(x) \approx x$  wie folgt linearisieren können

$$H_{\text{equ}, m_{\text{ASK}} \neq 0}|_{\text{lin}} \approx 1 + \frac{j}{\omega} \cdot \frac{2\pi \cdot B \cdot m_{\text{FSK}}}{m_{\text{ASK}}} \cdot \frac{\omega^2 |\beta_2| z}{2}. \quad (11.40)$$

Diese Gleichung ist konsistent mit dem Ergebnis der von uns in Kapitel 5.4.3 durchgeführten Perturbationsanalyse. Durch Umschreiben erhalten wir nun

$$H_{\text{equ}, m_{\text{ASK}} \neq 0}|_{\text{lin}} \approx 1 + j \cdot \frac{\omega}{\omega_{\text{lim}}}, \quad (11.41)$$

mit

$$\omega_{\text{lim}} := \frac{\omega_c}{2} = \frac{1}{\pi \cdot |\beta_2| \cdot B \cdot L} \cdot \frac{m_{\text{ASK}}}{m_{\text{FSK}}}. \quad (11.42)$$

Wie ersichtlich, reduziert sich die äquivalente elektrische Übertragungsfunktion in diesem Fall auf einen *Hochpaß*.



Entsprechend der Forderung (11.27) ergibt sich dann die optimale Systemperformance bei Einsatz eines empfängerseitigen elektrischen Tiefpaßfilters der Form

$$H_{\text{ef,DST},m_{\text{ASK}} \neq 0}|_{\text{lin}} \approx \frac{\tilde{K}_a}{\omega_{\text{lim}} + j \cdot \omega}, \quad (11.43)$$

mit dem *effektiven Verstärkungsfaktor*  $\tilde{K}_a$

$$\tilde{K}_a := K_a \cdot \omega_{\text{lim}} \quad (11.44)$$

und der 3 dB-Bandbreite  $B_{\text{ef,DST}}$  gemäß

$$2\pi \cdot B_{\text{ef,DST}} := \omega_{\text{lim}} := \frac{\omega_c}{2} = \frac{1}{\pi \cdot |\beta_2| \cdot B \cdot L} \cdot \frac{m_{\text{ASK}}}{m_{\text{FSK}}}. \quad (11.45)$$

Eine solche Übertragungsfunktion kann technisch relativ einfach durch einen elektrischen RC-Tiefpaß realisiert werden. Der Verlauf der Grenzfrequenz nach Gleichung (11.45) ist in Abbildung 11.9a in linearem Maßstab und in Abbildung 11.9b in doppelt-logarithmischer Darstellung für verschiedene AM-Indizes ausgewertet, wobei  $m_{\text{FSK}}=0.5$  für Minimum-Shift Keying vorausgesetzt wurde.

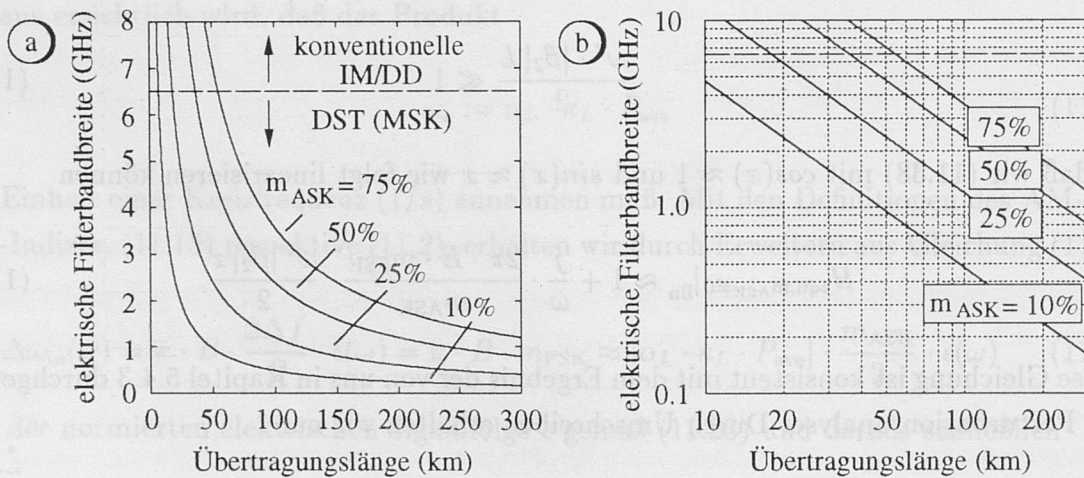


Abbildung 11.9: Optimale elektrische Filterbandbreite nach Gleichung (11.45) (Parameter:  $B=10$  Gbit/s,  $m_{\text{FSK}}=0.5$ )

Tendenziell ergibt sich bei Erhöhung des AM-Indizes ebenfalls eine Zunahme der Grenzfrequenz, was konsistent ist mit dem dann erfolgenden Übergang zu konventioneller Intensitätsmodulation. Bei der Umskalierung der gezeigten Ergebnisse zu anderen FM-Indizes ist zu beachten, daß sich bei Erhöhung von  $m_{\text{FSK}}$  und konstanter Übertragungslänge

im Rahmen der Kleinsignalanalyse ebenfalls eine höhere energetische Überlappung einstellt, die mithin eine Reduktion der Filterbandbreite ermöglicht. Zur weiteren Rauschunterdrückung ist es zweckmäßig, bei DST dem Tiefpaßfilter nach Gleichung (11.43) ein weiteres Tiefpaßfilter der Bandbreite  $B_{\text{ef,IM/DD}} \approx 0.65 \cdot B$  nachzuschalten. Dies sichert auch den kontinuierlichen Übergang von konventioneller IM/DD bei geringen Übertragungslängen und kleinen FM-Indizes zu größeren Übertragungslängen (siehe auch weiter unten).

Zur Untersuchung der Effizienz der Signalentzerrung durch das elektrische Filter (11.43) im Bereich *hoher* dispersiver Einflüsse, außerhalb des Gültigkeitsbereichs der Näherung (11.39), ist in Abbildung 11.10 der Verlauf der äquivalenten Amplitudenübertragungsfunktion  $|H_{\text{equ},m_{\text{ASK}} \neq 0}|$  mit und ohne FM-Vorchirp nach der vollständigen Gleichung (11.38) als Funktion der Frequenz  $f = \omega/(2\pi)$  für DST-Standardfaserübertragung aufgetragen. Als Parameter wurden  $L = 100$  km,  $m_{\text{ASK}} = 0.25$  und  $m_{\text{FSK}} = 0.5$  gewählt. Wie ersichtlich, verhält sich die Glasfaser im ungechirpten Fall bei geringen Frequenzen wie ein elektrischer Tiefpaß.

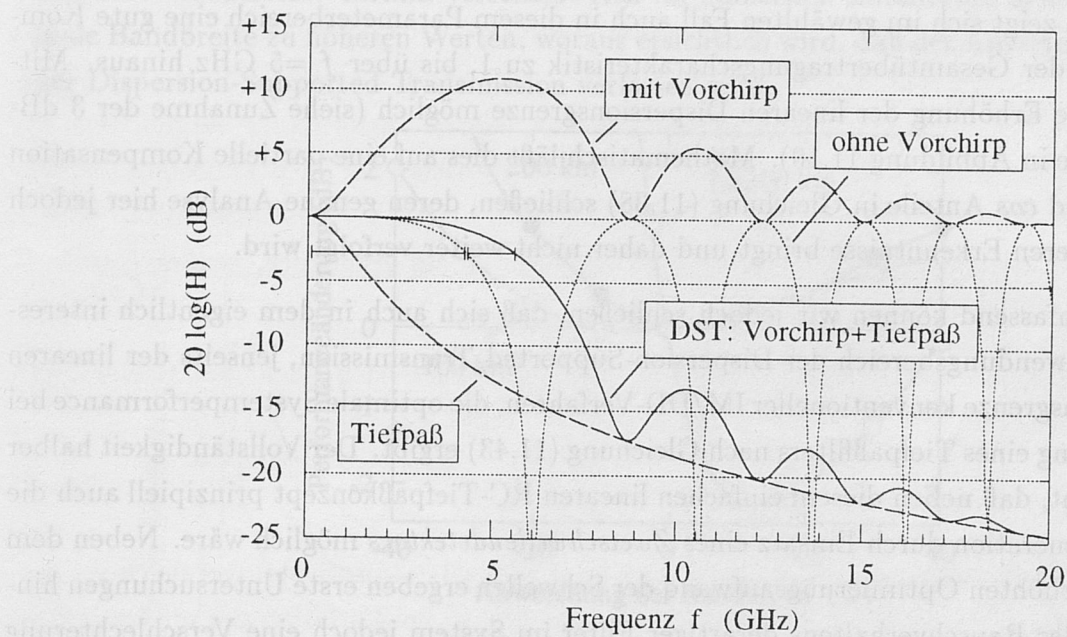


Abbildung 11.10: Veranschaulichung der Dispersion-Supported Transmission im Frequenzbereich (Parameter:  $m_{\text{FSK}}=0.5$ ,  $L=100$  km)

Um Verständnisproblemen vorzubeugen, sei ausdrücklich daran erinnert, daß die lineare Dispersion *nicht* zu einer Änderung des gesamten Fourierbetragsspektrums führt. Zerlegt man jedoch das Eingangssignalspektrum in ein orthogonales AM-FM-Koordinatensystem



<sup>18</sup> und betrachtet nun die Übertragungsfunktion von senderseitiger zu empfängerseitiger AM, so kann die dispersive Variation der Phasen im Fourierspektrum auch durch den in Abbildung 11.10 eingetragenen äquivalenten Tiefpaß  $H_{\text{equ,mFSK}=0}$  (ohne Vorchirp) modelliert werden. Die 3 dB-Bandbreite entspricht näherungsweise der linearen Dispersionsgrenze, so daß ersichtlich wird, daß der gewählte Fall deutlich über der linearen IM/DD-Dispersionsgrenze von  $B=10$  Gbit/s, entsprechend  $f = 5$  GHz, liegt. Die Periodizität von  $H_{\text{equ,mFSK}=0}$  entspricht unmittelbar dem in Kapitel 5.4.3 ausführlich diskutierten periodischen Verhalten der FM-AM-Konversion. Führt man nun zusätzlich einen FM-Vorchirp ein und betrachtet die Übertragung von senderseitiger FM zu empfängerseitiger AM, so ergibt sich hieraus ein Hochpaßverhalten. Dies wird verständlich, wenn man bedenkt, daß höhere Frequenzzeiger stärker durch die Dispersion in der Phase gedreht werden. Die Überlagerung führt schließlich zu der äquivalenten Gesamtübertragungsfunktion  $H_{\text{equ,mFSK}\neq 0}$ . Wie ersichtlich, dominiert bei geeigneter Wahl des FM-Hubs das Hochpaßverhalten.

Multiplizieren wir diesen Frequenzgang nun mit der Tiefpaßfunktion nach Gleichung (11.43), so zeigt sich im gewählten Fall auch in diesem Parameterbereich eine gute Kompensation der Gesamtübertragungscharakteristik zu 1, bis über  $f = 5$  GHz hinaus. Mithin ist eine Erhöhung der linearen Dispersionsgrenze möglich (siehe Zunahme der 3 dB-Bandbreite in Abbildung 11.10). Mathematisch läßt dies auf eine partielle Kompensation der *sin* und *cos* Anteile in Gleichung (11.38) schließen, deren genaue Analyse hier jedoch keine weiteren Erkenntnisse bringt und daher nicht weiter verfolgt wird.

Zusammenfassend können wir jedoch schließen, daß sich auch in dem eigentlich interessanten Anwendungsbereich der Dispersion-Supported Transmission, jenseits der linearen Dispersionsgrenze konventioneller IM/DD-Verfahren, die optimale Systemperformance bei Verwendung eines Tiefpaßfilters nach Gleichung (11.43) ergibt. Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, daß neben diesem einfachen linearen RC-Tiefpaßkonzept prinzipiell auch die Signalregeneration durch Einsatz eines *Zweischwellendetektors* möglich wäre. Neben dem deutlich erhöhten Optimierungsaufwand der Schwellen ergeben erste Untersuchungen hinsichtlich des Rauschverhaltens derartiger Filter im System jedoch eine Verschlechterung der erreichbaren Performance im Vergleich zu den RC-Tiefpässen [52]. Mithin wollen wir das Zweischwellenkonzept nicht weiter vertiefen.

Zur Verifikation der abgeleiteten analytischen Dimensionierungsvorschrift des optimalen Filters wurden numerische Simulationen unterschiedlicher Systemkonfigurationen bei einer Datenrate von 10 Gbit/s durchgeführt. Hierbei wurde der effektive Verstärkungsfaktor  $\tilde{K}$  derartig an die Grenzfrequenz angepaßt, daß galt

<sup>18</sup>diese Zerlegung entspricht mathematisch der Wang/Petermann-Konversionsmatrix (11.17)

$$\tilde{K}_a = K_a \cdot \omega_{\text{lim}} \stackrel{!}{=} \text{constant}. \quad (11.46)$$

Bei Annahme weißen Rauschens sichert diese Festlegung in erster Näherung auch bei veränderter Grenzfrequenz  $\omega_{\text{lim}}$  invariantes Gesamttrauschen, so daß die resultierenden Augenöffnungen unmittelbar zum Signal-Rauschabstand proportional wurden und mithin als Maß der Systemperformance Anwendung finden konnten. Als Ergebnis ist in Abbildung 11.11 für die exemplarische Länge  $L = 100$  km,  $m_{\text{ASK}} = 0.25$  und  $m_{\text{FSK}} = 0.5$  der Verlauf der Performanceänderung als Funktion der Abweichung von der optimalen Filterbandbreite nach Gleichung (11.45) für drei verschiedene Längen  $L$  dargestellt. Wie ersichtlich, ergibt sich bis zu etwa  $L \approx 200$  km, näherungsweise einer 45%-igen Überschreitung der Länge voller Überlappung konsekutiver Bits  $L_{\text{DST,max}}$  entsprechend, eine sehr gute Übereinstimmung zwischen dem analytisch berechneten optimalen Filter und dem numerischen Bestwert. Die weitere Erhöhung der Übertragungslänge führt im linearen System jedoch zu einem deutlichen Rückgang der aufgebauten energetischen Überlappungen und Einbrüche während die analytische Kleinsignaltheorie einen kontinuierlichen Zuwachs voraussetzt. Mithin verschiebt sich im numerisch simulierten System die optimale Bandbreite zu höheren Werten, woraus ersichtlich wird, daß der Anwendungsbereich der Dispersion-Supported Transmission verlassen wird.

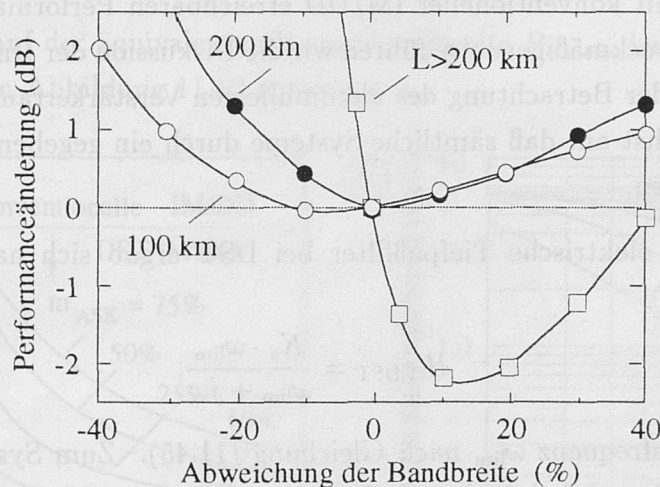


Abbildung 11.11: relative Performanceänderung bei prozentualer Abweichung der elektrischen Filterbandbreite  $B_{\text{ef,DST}}$  vom analytischen Optimum nach (11.45) (gemessen anhand relativer Änderung der Augenöffnung in dB, Parameter:  $B=10$  Gbit/s,  $m_{\text{FSK}}=0.5$ )

Für die praktische Systemimplementation besonders wichtig ist jedoch, daß sich ein relativ großer Bereich geringer Performanceänderungen ergibt, wobei sich das System toleranter gegenüber einer Erhöhung der Bandbreite verhält als bei einer zu geringen Filterbandbreite. Dieses Verhalten wird durch den bei Erhöhung der Bandbreite sukzessive erfol-



genden Übergang von DST zu konventioneller IM/DD verständlich. Mithin erwarten wir neben der erläuterten Einschränkung hinsichtlich reduzierter Bandbreiten auch eine Reduktion der tolerierbaren *positiven* Abweichung bei nennenswertem Überschreiten der linearen Dispersionslänge der IM/DD. Definieren wir eine relative Erhöhung des Penaltys um 1 dB als zulässige Grenze, so ergibt sich aus den numerischen Ergebnissen bei  $L = 100$  km eine tolerierbare Schwankung der Filterbandbreite um etwa  $\Delta B_{\text{ef}} \approx +40$  und  $\Delta B_{\text{ef}} \approx -30\%$  um den Optimalwert, wohingegen bei  $L = 200$  km lediglich Variationen um  $\Delta B_{\text{ef}} \approx +30\%$  bzw.  $\approx -16\%$  zulässig sind.

### 11.1.2.5 Erreichbare Empfindlichkeit und Kapazitätsgrenze

Ausgangspunkt unserer Untersuchungen war ja die Frage nach etwaigen Performance-beinträchtigungen, resultierend aus der endlichen FM-Empfindlichkeit konventioneller DFB-Halbleiterlaser und der damit verbundenen Residualamplitudenmodulation. Aufbauend auf den Ergebnissen der letzten Kapitel können wir nun den relativen Vergleich zwischen DST-Verfahren verschiedener Rest-AM-Indizes  $m_{\text{ASK}}$  durchführen und somit Anforderungen hinsichtlich der verwendbaren optischen Quellen ableiten. Ferner wollen wir die mit Dispersion-Supported Transmission erreichbare Empfindlichkeit und Kapazitätsgrenze der mit konventioneller IM/DD erreichbaren Performance vergleichend gegenüberstellen. Zweckmäßigerweise führen wir die Diskussion der Dispersionsempfindlichkeit getrennt von der Betrachtung des akkumulierten Verstärkerrauschens durch. Hierzu nehmen wir zunächst an, daß sämtliche Systeme durch ein gegebenes, *weißes Normrauschen* begrenzt seien.

Für das optimale elektrische Tiefpaßfilter bei DST ergab sich nach den Gleichungen (11.43) und (11.44)

$$H_{\text{ef,DST}} = \frac{K_a \cdot \omega_{\text{lim}}}{\omega_{\text{lim}} + j\omega}, \quad (11.47)$$

mit der Grenzkreisfrequenz  $\omega_{\text{lim}}$  nach Gleichung (11.45). Zum Systemvergleich ist nun sicherzustellen, daß auch bei Änderung der Länge  $L$  bzw. bei Variation des senderseitigen AM-Indizes stets dieselbe Rauschleistung auf den Entscheider trifft. Im letzten Kapitel hatten wir hierzu näherungsweise das Produkt aus Verstärkung und Bandbreite  $K \cdot \omega_{\text{lim}}$  konstant gehalten, was streng betrachtet nur bei Einsatz eines ideal rechteckförmigem Tiefpaßfilters zulässig ist. Wie aus Abbildung 11.10 ersichtlich wird, ist dieser Fall in praxi jedoch nicht gegeben. Für nicht-rechteckförmige Filter ist die Forderung (11.46) durch nachstehende Bedingung zu ersetzen

$$K \cdot \omega_{\text{equ,noise}} \stackrel{!}{=} \text{constant}, \quad (11.48)$$

wobei  $B_{\text{ef,noise}} = \omega_{\text{ef,noise}}/(2\pi)$  die äquivalente elektrische Rauschbandbreite ist, die sich wie folgt berechnet

$$B_{\text{ef,noise}} = \left( \int_0^{f_{\text{max}}} |H_{\text{ef,DST}}(f)|^2 df \right)^{1/2}. \quad (11.49)$$

Die Integration ist hierbei bis zur Schranke  $f_{\text{max}}$  durchzuführen, die, wie erläutert, bei Verkopplung des Tiefpaßfilters nach (11.43) der Grenzfrequenz  $B_{\text{ef,DST}}$  gemäß (11.45) mit einem konventionellen elektrischen IM/DD-Filter der Breite  $B_{\text{ef,IM/DD}} \approx 0.65 \cdot B$  den Wert  $f_{\text{max}} = 0.65 \cdot B$  annimmt. Für das ideale Rechteckfilter mit  $H(f) = 1$  im Bereich  $f \in [0, f_{\text{max}}[$  reduziert sich die Forderung (11.48) auf (11.47). Die Substitution von (11.43)-(11.45) in (11.48) ergibt mit (11.49)

$$B_{\text{ef,noise}} = B_{\text{ef,DST}} \cdot \arctan \left( \frac{B_{\text{ef,IM/DD}}}{B_{\text{ef,DST}}} \right) \quad (11.50)$$

woraus wir für das Verhältnis der Bandbreiten

$$\frac{B_{\text{ef,noise}}}{B_{\text{ef,DST}}} = \arctan \left( \frac{2 \cdot \pi^2 \cdot 0.65 \cdot B^2 |\beta_2| \cdot L \cdot m_{\text{FSK}}}{m_{\text{ASK}}} \right) \quad (11.51)$$

erhalten. Der Verlauf der äquivalenten Rauschbandbreite  $B_{\text{ef,noise}}$  ist für unterschiedliche Systemparameter in Abbildung 11.12 aufgetragen.

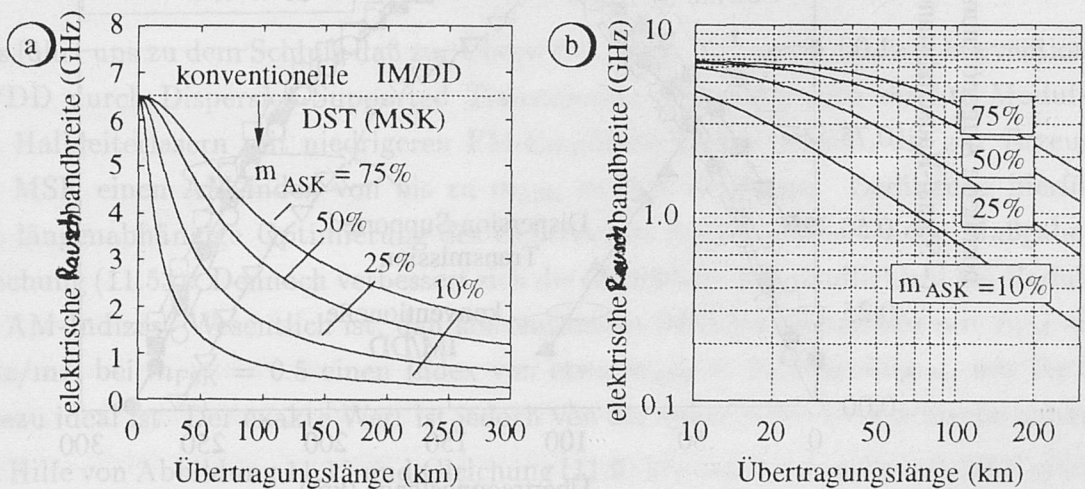


Abbildung 11.12: Verlauf der äquivalenten Rauschbandbreite nach Gleichung (11.51) (Parameter:  $B=10$  Gbit/s,  $m_{\text{FSK}}=0.5$ )

Durch Erweitern von Gleichung (11.47) erhalten wir mit Gleichung (11.45) und (11.51) für das optimale empfängerseitige Tiefpaßfilter nachstehende Übertragungsfunktion



$$H_{\text{ef,DST}} = K \cdot \omega_{\text{ef,noise}} \cdot \left( \frac{\omega_{\text{lim}}}{\omega_{\text{ef,noise}}} \right) \cdot \frac{1}{\omega_{\text{lim}} + j\omega} \quad (11.52)$$

$$H_{\text{ef,DST}} = \arctan^{-1} \left\{ \frac{2 \cdot \pi^2 \cdot 0.65 \cdot B^2 |\beta_2| \cdot L \cdot m_{\text{FSK}}}{m_{\text{ASK}}} \right\} \cdot \frac{\text{constant}}{\omega_{\text{lim}} + j\omega}. \quad (11.53)$$

Bei Filterung gemäß Gleichung (11.53) und Annahme weißen Normrauschens besteht eine unmittelbare Proportionalität zwischen den deterministischen Augenöffnungen am Entscheider und dem realen Signal-Rauschabstand ( $\text{SNR}_{\text{el}}$ ), so daß wir erstere zur Evaluierung der Systemperformance heranziehen können.

Unter Berücksichtigung dieser Ergebnisse, wurde zur numerischen Analyse der Dispersion-Supported Transmission die 10 Gbit/s-Übertragung von MSK-Signalen verschiedener AM-Residualindizes  $m_{\text{ASK}}$  über Standardfaser mit Hilfe der Split-Step-Methode simuliert. Nach Detektion an der Photodiode wurde das elektrische Signal gemäß (11.53) tiefpaßgefiltert und anschließend die Augendiagramme am Entscheider ausgewertet. Als Ergebnis zeigt Abbildung 11.13 den Verlauf der normierten Augenöffnungen als Funktion der Übertragungslänge, wobei eine Öffnung von 1 der mit konventioneller IM/DD ( $m_{\text{ASK}} = 100\%$ ) unmittelbar am Fasereingang detektierbaren Augenöffnung entspricht.

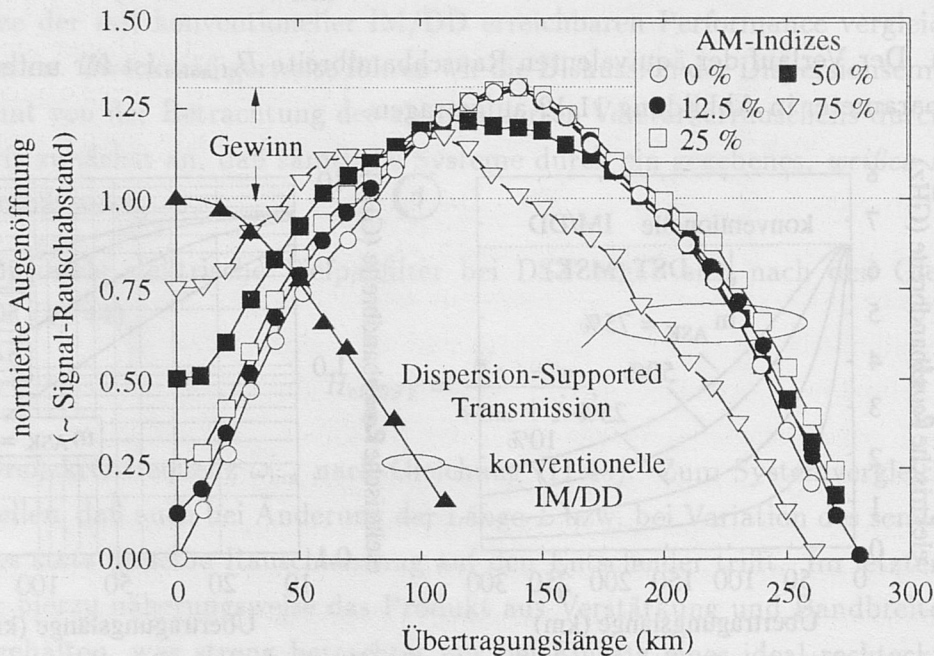


Abbildung 11.13: Verlauf der normierten Augenöffnung als Funktion der Faserlänge für verschiedene Residual-AM-Indizes bei DST und als Referenz für IM/DD (Parameter:  $B=10$  Gbit/s, bei DST-Simulation  $m_{\text{FSK}}=0.5$ , konstantes Normrauschen)

Bei  $z = 0$  ist die normierte Augenöffnung aller Konfigurationen unmittelbar durch die

Residualamplitudenmodulation gegeben, was einer konventionellen IM/DD des jeweiligen Indizes entspricht. Bereits bei kurzen Übertragungslängen im Bereich von 10 km–20 km gleichen sich die einzelnen Verläufe für  $m_{\text{ASK}} < 1$  jedoch einander an – der Wirkungsbereich der Dispersion-Supported Transmission beginnt. Im besonderen zeigt sich für  $m_{\text{ASK}} = 0\% \dots 25\%$  ab dieser Länge nahezu übereinstimmend folgender Verlauf: Zunächst erfolgt mit zunehmender Übertragungslänge ein Anstieg der Augenöffnung und sogar eine *Verbesserung der Systemperformance* gegenüber konventioneller IM/DD mit  $m_{\text{ASK}} = 100\%$ . Die Länge maximaler Verbesserung ist hierbei durch die in Kapitel 11.2.2 bestimmte Länge  $L_{\text{DST,max}}$  gegeben. Bei konstantem Normrauschen beträgt der erreichbare Empfindlichkeitsgewinn der DST hier etwa  $\Delta P_{\text{min}} \approx 30\%$ , entsprechend einem Gewinn von +1.14 dB (siehe Abbildung 11.13). Bei Überschreiten dieses Maximums fällt jedoch die Übertragungsgüte aufgrund der erfolgenden Abnahme der energetischen Überlappungen und Einbrüche stetig ab und erreicht bei etwa  $z \approx 280$  km den Wert Null.

Obleich der prinzipielle Verlauf erhalten bleibt, kommt es bei AM-Indizes  $m_{\text{ASK}} \geq 50\%$  bereits zu einer geringfügigen Reduktion des erreichbaren relativen Empfindlichkeitsgewinns auf  $\Delta P_{\text{min}} \approx 0.7$  dB. Bei weiterer Erhöhung der Residualamplitudenmodulation auf  $m_{\text{ASK}} = 75\%$  schließlich zeigt sich eine deutliche Verschlechterung der Performance gegenüber den übrigen Fällen. Dies ist durch den allmählichen Übergang zu reiner senderseitiger Intensitätsmodulation mit  $m_{\text{ASK}} = 100\%$  begründet, deren Dispersionsgrenze bei externer Modulation etwa 60 km beträgt. Dennoch läßt sich diese Grenze auch bei einem AM-Index von  $m_{\text{ASK}} = 75\%$  durch das DST-Übertragungskonzept noch Überwinden.

Dies führt uns zu dem Schluß, daß zur Überwindung der Dispersionsgrenze konventioneller IM/DD durch Dispersion-Supported Transmission prinzipiell auch direkte Modulation von Halbleiterlasern mit niedrigeren FM-Empfindlichkeiten eignen, die zur Erzeugung von MSK einen AM-Index von bis zu  $m_{\text{ASK}} \approx 50\%$  benötigen. Bedingung hierfür ist eine längenabhängige Optimierung des elektrischen Empfangsfilters nach Maßgabe von Gleichung (11.53). Dennoch verbessert sich die erreichbare Empfindlichkeit bei Reduktion des AM-Indizes. Wesentlich ist, daß konventionelle DFB-Halbleiterlaser mit  $E_{\text{FM}} \approx 500$  MHz/mA bei  $m_{\text{FSK}} = 0.5$  einen Index von etwa  $m_{\text{ASK}} \approx 25\%$  benötigen, was für DST nahezu ideal ist. Der exakte Wert ist jedoch von der spezifischen Laserschwelle abhängig.

Mit Hilfe von Abbildung 11.13 und Gleichung (11.6) können wir nun die mit DST maximal überbrückbare Übertragungslänge quantifizieren. Wir wollen im folgenden die *lineare Dispersionsgrenze der Dispersion-Supported Transmission*  $L_{\text{lin,DST}}$  als die Länge definieren, bei der die normierte Augenöffnung sich gegenüber dem mit DST erreichbaren Maximalwert um 1 dB reduziert hat. Da, wie erläutert, das Maximum gegenüber der Empfindlichkeit konventioneller IM/DD um etwa 1.14 dB erhöht ist, gleicht die Performance der DST bei der Länge  $L_{\text{lin,DST}}$  näherungsweise der Performance von IM/DD *im dispersionsfreien*



Fall. Wie aus Abbildung 11.13 ersichtlich, ergibt sich die Dispersionsgrenze der DST für  $B = 10$  Gbit/s und  $\beta_2 = -21.25$  ps<sup>2</sup>/km näherungsweise zu

$$L_{\text{lin,DST}} \approx 200 \text{ km.} \quad (11.54)$$

Damit kann in Erweiterung der Gleichung (11.6) eine formale Abhängigkeit gemäß

$$B \cdot \sqrt{L_{\text{lin,DST}}} = 1.16 \cdot 10^3 \sqrt{\frac{1}{2\pi \cdot |\beta_2| \cdot m_{\text{FSK}}}} \text{ Gbit/s} \cdot \sqrt{\text{km}} \quad (11.55)$$

für die Dispersion-Supported Transmission formuliert werden. Mithin ergibt sich für  $B=40$  Gbit/s auf Standardfaser bei direkt-modulierter DST eine maximale übertragbare Distanz von etwa 12.5 km. Obgleich dies bezüglich der mit extern-modulierter IM/DD erreichbaren Länge von 3.75 km einen erheblichen Zuwachs bedeutet, ist diese Distanz selbst für europäische Anforderungen ungenügend. Zusammenfassend können wir daher feststellen, daß sich die Dispersion-Supported Transmission ideal für 10 Gbit/s-Datentransmission auf Standardfasern eignet; bei geringeren Datenraten ergibt sich jedoch kein wesentlicher Vorteil gegenüber konventioneller IM/DD (mit Ausnahme der möglichen Empfindlichkeits-erhöhung) und bei höheren Datenraten trotz hohen Längengewinns nicht die Möglichkeit der Überbrückung einer Distanz von 100 km.

Wir wollen nun noch die physikalischen Hintergründe des mit DST erzielbaren Empfindlichkeitsgewinns erläutern. In Kapitel 11.2.2 hatten wir in einem ersten Ansatz die Dispersion-Supported Transmission als eine örtlich-verteilte Autokorrelationsdemodulation modelliert. In diesem Sinne ergäbe sich jedoch mit Ausnahme des Längengewinns *keine* Verbesserung der Empfindlichkeit gegenüber konventionellem Minimum-Shift Keying. Dies zeigt uns, daß die Empfindlichkeitsdiskussion eine präzisere Modellierung des Systems bedingt. Bei genauerer Betrachtung zeigt sich, daß beim konventionellen, diskreten Demodulator mit Zweidiodenschaltung (Balanced Detector) (siehe Abbildung 11.6a) nur die halbe Signalleistung auf jeweils eine Photodiode eintrifft und ins Basisband gemischt wird. Bei der verteilten FM-AM-Konversion hingegen (Abbildung 11.6b) werden die energetischen Überlappungen (Overshoots) und Einbrüche (Voids) detektiert. Diese resultieren jedoch aus der kohärenten Überlagerung von NULL- und EINS-Bits. Mithin ergibt sich das Intensitätsmaximum in diesem Fall näherungsweise zu

$$P_{\text{max,DST}} \approx \text{Max} \{ |E_0 + E_1|^2 \} \quad (11.56)$$

$$= \text{Max} \left\{ P_0 + P_1 + 2\sqrt{P_0 P_1} \cos(2\pi \cdot \{2\Delta f_{\text{FSK}}\}t) \right\} \quad (11.57)$$

$$\approx 4 \cdot P_{\text{ave}}, \quad (11.58)$$

wobei  $\Delta f_{\text{FSK}}$  den Frequenzhub bezeichnet und  $P_{\text{ave}}$  die mittlere optische Sendeleistung ist. Die Überlagerung des Rauschens von NULL und EINS hingegen erfolgt unkorreliert, so daß sich effektiv im Vergleich zur diskreten Demodulation für die Überlappungen ein geringeres Rauschen bei DST ergibt. Zusätzlich beträgt der Signalpegel der energetischen Einbrüche bei DST näherungsweise Null, wohingegen bei konventionellem FSK-Empfang der Pegel etwa  $P_{\text{ave}}/2$  abzüglich des halben AM-Hubes beträgt. Mithin erfolgt bei Annahme einer Rauschbegrenzung durch optische Verstärker (ASE) eine zusätzliche Reduktion des Signal-ASE-Beatrauschens der logischen Null bei DST. Da die FM-AM-Konversion in beiden Fällen linear erfolgt, entsteht der eigentliche Empfindlichkeitsgewinn durch die nichtlineare Mischung in den Photodioden. Dies blieb im Rahmen der linearen Modellierung in Abschnitt 11.1.2.2 unberücksichtigt.

Das zugrundeliegende Konzept der Rauschunterdrückung ist im Prinzip bereits aus der elektrischen Nachrichtentechnik bekannt: So erfahren höhere Frequenzkomponenten bei der UKW-Hörrundfunkübertragung (FM) eine stärkere Beeinträchtigung durch Rauschen als geringere Frequenzablagen. Dies liegt einerseits darin begründet, daß die Amplituden dieser Komponenten bei konventioneller Modulation gering sind <sup>19</sup>; zum anderen steigt das NF-Rauschen im Basisband quadratisch mit der Frequenz  $f$  an. Zum Ausgleich dieser höheren Störanfälligkeit kann senderseitig eine Anhebung der Amplituden höherer Frequenzen und empfängerseitig eine entsprechende Absenkung durchgeführt werden. Man bezeichnet dies als *Preemphasis* <sup>20</sup> (engl.: Preemphasis) respektive als *Deemphasis* (engl.: Deemphasis) [106]. Im elektrischen ist dies einfach durch Einsatz eines Hochpaß- respektive Tiefpaßfilters implementierbar. Der so erreichbare Empfindlichkeitsgewinn kann 10 dB überschreiten. In diesem Sinne können wir die aus chirpendem Laser- und dispersiver Übertragungsstrecke gebildete Konfiguration als optisches Preemphasisfilter verstehen, dessen Frequenzgang durch die elektrische Tiefpaßcharakteristik ausgeglichen wird (siehe auch Abbildung 11.10). Diese Betrachtung vollendet die Modellierung der Dispersion-Supported Transmission.

Es ist uns nun auch möglich, analytisch die ultimative Systemempfindlichkeit der DST abzuschätzen. Hierzu modellieren wir das Verfahren hinsichtlich des Rauschverhaltens als eine Quasi-IM/DD des AM-Modulationsindizes  $m_{\text{ASK}} < 1$ . In Erweiterung von Gleichung (6.74) ist dann die zur Erreichung einer Performance von  $Q_{\text{el}} = 6$  minimal notwendige optische Empfangsleistung  $P_{\text{min,DST}}$  näherungsweise durch

$$P_{\text{min,DST}}(m_{\text{ASK}}) = (h\nu) \cdot F_{\text{norm}} \cdot \frac{B_{\text{equ,noise}}}{m_{\text{ASK}}} \cdot \left( 36 + 6 \cdot \sqrt{\frac{B}{B_{\text{ef,noise}}}} \right) \quad (11.59)$$

<sup>19</sup>siehe Frequenzanalyse nach Besselfunktionen in Kapitel 5.4.3

<sup>20</sup>*Emphase* (griech./lat.): Nachdruck



gegeben, wobei wir die längenabhängige Rauschzahl der Verstärkerkaskade  $F_{cas}$  durch die Rauschzahl  $F_{norm}$  des zugrundegelegten Normrauschens ersetzt haben und die quivalente Rauschbandbreite  $B_{ef,noise}$  eingeführt haben. Ferner wurde die optische Filterbandbreite zu  $B_{of} = B$  gewählt. Zur Bestimmung der relativen Empfindlichkeit der verschiedenen Übertragungskonzepte können wir daher die Proportionalität

$$P_{min,DST}(m_{ASK}) \propto \frac{B_{ef,noise}}{m_{ASK}} \cdot \left( 36 + 6 \cdot \sqrt{\frac{B}{B_{ef,noise}}} \right) \tag{11.60}$$

mit der  $B_{ef,noise}$  nach Gleichung (11.51) nutzen. In Abbildung 11.14a ist der Verlauf der nach Gleichung (11.60) berechneten Empfindlichkeitsgrenze als Funktion der Übertragungslänge für unterschiedliche Residual-AM-Indizes aufgetragen. Wiederum wurde die Back-to-Back-Empfindlichkeit von IM/DD mit  $m_{ASK}=1$  zu Eins normiert.

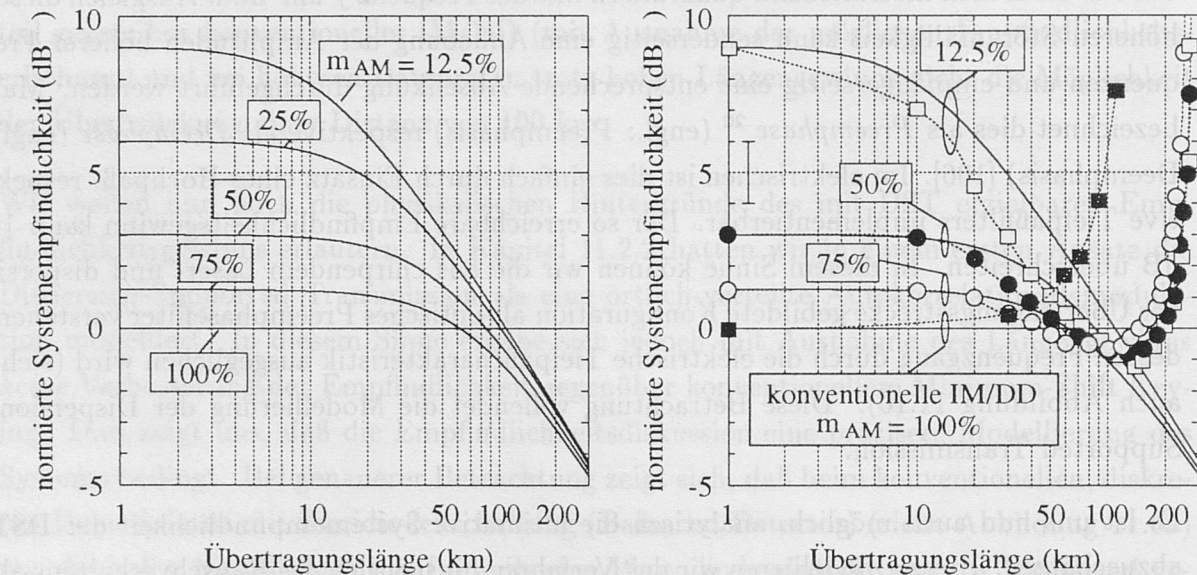


Abbildung 11.14: a) Theoretische Systemempfindlichkeiten als Funktion der Übertragungslänge bei Annahme monoton-zunehmender FM-AM-Konversion und b) Vergleich zwischen analytischen Verläufen und numerisch ermittelten Kurven (Parameter:  $B=10$  Gbit/s,  $m_{FSK}=0.5$ , konstantes Normrauschen)

Wie ersichtlich, ergibt sich für geringe Längen die Empfindlichkeit konventioneller IM/DD des jeweiligen AM-Indizes. Ab einer gewissen Grenzlänge unterschreitet das Tiefpaßfilter

jedoch die Bandbreite des nachgeschalteten konventionellen Filters  $B_{\text{ef,IM/DD}} = 0.65 \cdot B$ , so daß die örtlich-verteilte Preemphase der Dispersion-Supported Transmission einsetzt. Bei geringeren AM-Indizes geschieht dies bereits bei geringeren Längen. Schließlich kommt es zu einer Erhöhung der Empfindlichkeit, welche die Empfindlichkeit der konventionellen IM/DD mit  $m_{\text{ASK}}=1$  übertrifft.

Diese monotone Verbesserung der Empfindlichkeit mit zunehmender Übertragungslänge beruht jedoch zum einen auf der Annahme eines steten Anstiegs der dispersions-induzierten Hüllkurvenmodulation und zum anderen auf der Gültigkeit der Annahme einer Begrenzung durch weißes Normrauschen, das durch Filterung reduziert werden kann. Ab einer gewissen Länge erfolgt jedoch ein vollständiges Durchlaufen der Datenbits, so daß die Höhe der energetischen Überlappungen wieder abnimmt und folglich auch die Empfindlichkeit einbricht. Zwar könnte diesem Einbruch durch Erhöhung der elektrischen Filterbandbreite begrenzt entgegengewirkt werden (siehe auch Abbildung 11.11), gleichsam würde dadurch jedoch auch ein höherer Rauschanteil auf die Photodiode treffen, so daß effektiv keine signifikante Erhöhung der Streckenlänge möglich ist.

Selbst bei Annahme monotonen Anstiegs muß jedoch im realen System die mit fortschreitender Länge erfolgende Erhöhung des akkumulierten Verstärkerrauschens berücksichtigt werden. Dies kann mathematisch jedoch sehr einfach berechnet werden. Hierzu ist mit Hilfe von Abbildung 6.11 bzw. Gleichung (6.42) die Rauschzahl der Verstärkerkaskade  $F_{\text{cas}}$  für die gegebene Systemkonfiguration (d.h. Länge, Verstärkerabstand und Rauschzahl pro Verstärker) zu bestimmen und in Gleichung (11.59) für die Normrauschzahl  $F_{\text{norm}}$  zu substituieren. Folglich verschlechtert sich die in Abbildung 11.14a gezeigte Systemperformance um den Faktor  $F_{\text{cas}}$ , was in Dezibel einer Degradation der Empfindlichkeit von  $\Delta P_{\text{min,norm}}$

$$\Delta P_{\text{min,norm}} = -10 \cdot \log(F_{\text{cas}}) \quad (11.61)$$

entspricht. Unter Berücksichtigung des erheblichen Anstiegs von  $F_{\text{cas}}$  wird daher offensichtlich, daß sich im realen System mit örtlich-diskreter Verstärkung der bei Normrauschen erzielbare Empfindlichkeitsgewinn von 1.14 dB *nicht* durch DST realisieren läßt. Bei entsprechender Erhöhung der Sendeleistung bleibt jedoch die Diskussion hinsichtlich des Längengewinns hiervon unbeeinträchtigt. Auch bei verteilter Verstärkung könnte als unterste Grenze das Quantenrauschen der Vakuumfluktuationen nicht unterschritten werden, da dieses von der elektrischen Tiefpaßfilterung und mithin auch von der Pre/Deemphase unbeeinflusst bleibt <sup>21</sup>.

---

<sup>21</sup>siehe Ausführungen in Kapitel 4.4.1



Zur Verifikation dieser analytischen Überlegungen wurden die für Normrauschen numerisch ermittelten Ergebnisse aus Abbildung 11.13 logarithmiert und den theoretischen Verläufen aus Abbildung 11.14a in Abbildung 11.14b überlagert. Im Bereich hoher AM-Indizes zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung bis zum Erreichen der deterministischen Grenze rückgängiger FM-AM-Konversion. Bei geringeren AM-Indizes ist die Modellierung des auf die Photodiode eintreffenden Signals als essentiell amplitudenmoduliertes Signal nur unzureichend erfüllt. So zeigt sich hier eine bessere Performance als analytisch erwartet, wobei die Abweichungen dennoch unter 2 dB liegen. Sowohl die analytischen als auch die numerischen Ergebnisse führen jedoch zu einem ultimativen Empfindlichkeitsgewinn der linearen DST über IM/DD mit  $m_{\text{ASK}} = 1$  von etwa 1.14 dB bei Normrauschen.

Zu einer weiteren Erhöhung der Kapazitätsgrenze der linearen Dispersion-Supported Transmission müsste der einsetzenden deterministischen dispersiven Reduktion der Hüllkurvenmodulation durch geschicktes Systemdesign ein stabilisierender Effekt entgegengesetzt werden. Eine mögliche technologische Implementation dieser Idee wird in Kapitel 12.3 vorgestellt.

## 11.2 Kompensation im Basisband bzw. Zwischenfrequenzbereich

Alternativ zur senderseitigen elektrischen Signalvorformung im Hinblick auf Dispersionsakkommodation kann der Ausgleich der Laufzeitverzögerungen auch nach der Detektion an den Photodioden empfängerseitig im elektrischen Frequenzbereich durchgeführt werden. Im Falle direkter Detektion<sup>22</sup> bedingt dies eine weitere Signalverarbeitung im Basisband, wohingegen bei kohärentem Heterodynempfang<sup>23</sup> eine Filterung im Zwischenfrequenzbereich erforderlich ist. In der englischsprachigen Literatur wird jedoch übergreifend diese Form der Dispersionskompensation als *Post-Detection Compensation* bezeichnet.

Ausgangspunkt der vergleichsweise trivialen theoretischen Betrachtungen bildet Gleichung (5.50). Hiernach kann die Signalpropagation der linearen Glasfaser im Frequenzbereich durch folgende Differentialgleichung beschrieben werden

$$\frac{\partial A(\omega, z)}{\partial z} + j[\beta(\omega) - \beta_0] A(z, \omega) = 0. \quad (11.62)$$

Durch Einführen der Taylorreihenentwicklung der Ausbreitungskonstanten  $\beta$  gemäß Gleichung (5.23) erhalten wir aus Gleichung (11.62) nach Integration für die Feldkomponente

<sup>22</sup>siehe Kapitel 2.4.1

<sup>23</sup>siehe Kapitel 2.4.2

bei der Ablagefrequenz  $\Omega$  nach Durchlaufen der Länge  $z = L$  den Ausdruck

$$A(\Omega, L) = A(\Omega, 0) \cdot H_{\text{fiber}}(\Omega, L), \quad (11.63)$$

wobei  $H_{\text{fiber}}$  die Transmissionseigenschaften der Glasfaser beschreibt und wie folgt definiert ist

$$H_{\text{fiber}} := \exp \{j\phi_{\text{lin}}(\Omega)\}, \quad (11.64)$$

mit der dispersions-induzierten Phase  $\phi_{\text{lin}}$  gemäß

$$\phi_{\text{lin}}(\Omega, z = L) := \left( -\beta_1 \cdot \Omega - \frac{\beta_2}{2} \cdot \Omega^2 - \frac{\beta_3}{6} \cdot \Omega^3 \right) \cdot L \quad (11.65)$$

Hierin sind  $\beta_i$  die Dispersionskoeffizienten der Ordnung  $i$ . Nach der linearen Filtertheorie ergibt sich nun die frequenzabhängige Laufzeit  $\tau_{\text{fiber}}$  durch die Glasfaser zu

$$\tau_{\text{fiber}} := -\frac{\partial \phi_{\text{lin}}}{\partial \Omega} = \left( \beta_1 + \beta_2 \cdot \Omega + \frac{\beta_3}{2} \cdot \Omega^2 \right) \cdot L. \quad (11.66)$$

Hieraus wird ersichtlich, daß  $\beta_1$  lediglich zu einer konstanten, frequenzunabhängigen Zeitverschiebung zwischen Eingangs- und Ausgangssignal führt. Folglich ist dieser Anteil für die Betrachtungen dispersiver Signalverzerrungen irrelevant. Es verbleiben dann zum einen die aus der Dispersion erster Ordnung resultierende *lineare Laufzeitverzögerung*

$$\tau_{\text{fiber,lin}} := \beta_2 \cdot \Omega \cdot L \quad (11.67)$$

sowie eine durch die Dispersion zweiter Ordnung hervorgerufene *quadratische Laufzeitverzögerung*

$$\tau_{\text{fiber,quad}} := \frac{\beta_3}{2} \cdot \Omega^2 \cdot L. \quad (11.68)$$

Bei  $\lambda=1.55 \mu\text{m}$ -Standardfaserübertragung dominiert jedoch deutlich der in der Frequenz lineare Anteil  $\tau_{\text{fiber,lin}}$ .

Zur weiteren Diskussion muß zwischen kohärenter und direkter Detektion differenziert werden. Im ersten Fall erfolgt mit Hilfe des Lokaloszillators (LO) ein quasi-linearer Transfer des elektrischen Signalfeldes vom optischen in den elektrischen Zwischenfrequenz-(ZF-)Bereich<sup>24</sup>; die in der Photodiode stattfindende Quadrierung führt *nicht* zu einer Veränderung der dispersiven Signalverzerrungen. Ausschließlich das Vorzeichen der Phase

<sup>24</sup>siehe Kapitel 2.4.2



$\phi_{\text{lin}}$  und folglich die Steigung der linearen Laufzeitverzögerung kann durch die relative Frequenzlage von LO- und Signalmittenfrequenz im Vorzeichen verändert werden. Ist die LO-Frequenz geringer, so bleibt das Vorzeichen unverändert, wohingegen im anderen Fall die Phase negativ in den ZF-Bereich transformiert wird<sup>25</sup>. Mithin kann durch adäquate Mikrowellen-(MW-)Filterung eine Kompensation der Dispersion erreicht werden. Hierzu muß zwischen der Laufzeitverzögerung des MW-Filters  $\tau_{\text{MW}}$  und der Faserverzögerung folgende Bedingung erfüllt sein

$$\tau_{\text{MW}} \stackrel{!}{=} -\tau_{\text{fiber,lin}}. \quad (11.69)$$

Obgleich eine Vielzahl unterschiedlicher MW-Filterimplementationen bereits entwickelt und erfolgreich zur Kompensation dispersiver Verzerrungen im Bereich der Millimeterwellenübertragung eingesetzt werden, weisen diese Filter lediglich eine begrenzte Bandbreite von etwa 1 GHz auf und sind somit für den Einsatz in optischen 10 Gbit/s-Systemen ungeeignet. Daher bildete das Design von Mikrowellenfiltern unter besonderer Berücksichtigung hoher Bandbreitenanforderungen einen besonderen Schwerpunkt der Entwicklung. Unter der Vielzahl der im Rahmen dieser Arbeiten vorgeschlagenen und realisierten Konzepte, erreichen die sogenannten *Microstrip-Verzögerungsequalizer* die höchste Bandbreite. Die mit einem einzelnen Filter theoretisch erreichbare Grenze wurde in [107] berechnet und ergibt sich näherungsweise zu

$$B^{2.33} \cdot L \cdot |\beta_2| \approx 970 \text{ (Gbit/s}^{2.33} \cdot \text{ps}^2\text{)}, \quad (11.70)$$

wobei sich die zu höheren Frequenzen stärker bemerkbaren Leitungsverluste bei Erreichen dieser Grenze in einer Amplitudenreduktion von 3 dB gegenüber der Gleichsignalübertragung auswirkt. Bei einer Dispersion von  $\beta_2 \approx -20 \text{ ps}^2/\text{km}$  ergibt sich die bei 10 Gbit/s überbrückbare Länge nach Gleichung (11.70) zu etwa 240 km. Dies entspricht einem 4-fachen Längengewinn gegenüber extern-modulierter IM/DD. Voraussetzung hierfür ist allerdings ein unverchirptes, transformationsbegrenztes Signal. Bei  $B = 40 \text{ Gbit/s}$  reduziert sich die mit Standardfaser überbrückbare Länge auf unter 10 km, was vergleichbar ist mit der erwarteten Performance der linearen Dispersion-Supported Transmission.

Wird das optische Empfangssignal *direkt* detektiert, so führt die nichtlineare Mischung in der Photodiode zu einer Verzerrung der erfahrenen linearen Laufzeitverzögerungen. Der Einsatz eines linearen Filters erbringt dann nur unwesentlichen Gewinn, so daß zur wirksamen Kompensation der Dispersion bezüglich der Frequenzabhängigkeit der Laufzeitverzögerung  $\tau_{\text{MW}}$  nichtlineare Mikrowellenfilter verwendet werden müssen. Obgleich dies prinzipiell möglich und eine Erhöhung der Dispersionsgrenze um den Faktor 2 bei

<sup>25</sup>siehe auch Gleichungen (2.29) und (2.30)

10 Gbit/s auch erreichbar ist [107], ergeben sich erhebliche technologische Schwierigkeiten bei der Implementation. Im besonderen müssen nun die jeweilige zu kompensierende Glasfaser und das MF-Filter extrem aufeinander angepaßt sein, so daß die Post-Detection Compensation bei direkter Detektion für die praktische Systemanwendung bedeutungslos erscheint.

## 11.3 Voll-optische Dispersionskompensation

Neben den diskutierten Verfahren der elektrischen Signalvor- oder -nachbearbeitung verbleibt schließlich noch die Möglichkeit der voll-optischen Dispersionskompensation, die im Hinblick auf die Realisierung optisch-transparenter Systeme und Netze besonders attraktiv erscheint. Die diversen technischen Konzepte voll-optischer Dispersionsakkommodation werden in den nachfolgenden Kapiteln diskutiert.

### 11.3.1 Diskrete Komponenten mit Equalizerfunktion

Nach Gleichung (11.67) ergibt sich die dispersive Laufzeitverzögerung des optischen Signals am Ort  $z = L$  der Glasfaser zu

$$\tau_{\text{fiber,lin}} = \beta_2 \cdot \Omega \cdot L. \quad (11.71)$$

Alternativ zu einem elektrischen Ausgleich, wie bei der Basisbandkompensation, besteht prinzipiell auch die Möglichkeit der Glättung der Frequenzabhängigkeit von  $\tau_{\text{fiber,lin}}$  durch adäquate *optische* Filterung mit Hilfe von Dispersionsequalizern. Die verschiedenen technischen Implementationen dieses Konzepts werden nun vorgestellt.

#### 11.3.1.1 Kompensation durch optische Allpässe

Berücksichtigt man, daß  $\beta_2$  bei der Standardfaser im interessanten Wellenlängenbereich um  $\lambda \approx 1.55 \mu\text{m}$  negativ ist, so folgt aus Gleichung (11.64), daß die Übertragungsfunktion

- eine frequenzunabhängigen, konstanten Betrag aufweist und
- die lineare Zeitverzögerung  $\tau_{\text{lin}}$  mit zunehmender Ablagefrequenz abnimmt (= negative Steigung).

Folglich ist es möglich, mit *optischen Allpässen*, die eine positive Steigung der Laufzeitverzögerung aufweisen, eine Kompensation der chromatischen Dispersion um die Mittenfrequenz des verwendeten Filters zu erzielen. Allpässe können durch eine interferometrische Einkavitätenstruktur, wie in Abbildung 11.15 dargestellt, realisiert werden. Hierzu



wird das dispersiv-verformte optische Signal in ein Fabry-Perot-Etalon eingespeist, dessen eingangsseitiger Spiegel eine begrenzte Reflektivität  $R_1 < 100\%$  aufweist, wohingegen für den rückseitigen Spiegel  $R_2 = 100\%$  gilt. Eine derartig verspiegeltes Etalon bezeichnet man auch als *Gires-Tournois-Interferometer*. Es sei ausdrücklich darauf hingewiesen, daß die Reflektivitäten  $R_i$  leistungsbezogene Größen sind, die mit den entsprechenden Reflektionsfaktoren des Feldes  $r_i$  in folgendem Zusammenhang stehen

$$R_i = r_i^2. \quad (11.72)$$

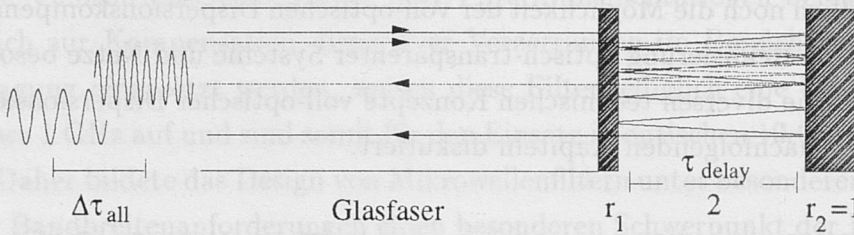


Abbildung 11.15: Realisierung optischer Allpässe zur Dispersionskompensation

Die Übertragungsfunktion dieses optischen Filters berechnet sich zu [107]

$$H(\omega)_{\text{all}} = \Gamma \cdot \frac{1 + r_1 \cdot \exp\{+j\omega\tau_{\text{delay}}\}}{1 + r_1 \cdot \exp\{-j\omega\tau_{\text{delay}}\}} \cdot \exp\{-j\omega\tau_{\text{delay}}\} \quad (11.73)$$

$$:= \Gamma_{\text{all}} \cdot \exp\{j\psi_{\text{all}}\} \cdot \exp\{-j\omega\tau_{\text{delay}}\}, \quad (11.74)$$

wobei  $\tau_{\text{delay}}$  die Umlaufzeit der Kavität ist und der Faktor  $\Gamma \leq 1$  die Dämpfung berücksichtigt. Wie aus der letzten Schreibweise ersichtlich, führt eine solche Anordnung zu einer frequenzunabhängigen Amplitude  $\Gamma_{\text{all}}$  und lediglich zu einer Beeinflussung der optischen Phase der Signale. Aus (11.73) und (11.74) folgt

$$\psi_{\text{all}}(\omega) := 2 \cdot \arctan \left\{ \frac{r_1 \cdot \sin(\omega\tau_{\text{delay}})}{1 + r_1 \cdot \cos(\omega\tau_{\text{delay}})} \right\}. \quad (11.75)$$

Durch Ableitung nach der Kreisfrequenz  $\omega$  erhalten wir für die Laufzeitverzögerung des optischen Allpaßfilters  $\tau_{\text{all}}$  den Ausdruck

$$\tau_{\text{all}} = -\frac{d\psi_{\text{all}}}{d\omega} = -2 \cdot r_1 \cdot \tau_{\text{delay}} \cdot \frac{r_1 + \cos(\omega\tau_{\text{delay}})}{1 + r_1^2 + 2r_1 \cos(\omega\tau_{\text{delay}})}. \quad (11.76)$$

Dies ist eine in der Frequenz periodische Funktion der Periodizität  $\tau_{\text{delay}}^{-1}$  Hz, die durch die Freiheitsgrade  $\tau_{\text{delay}}$  und  $r_1$  in gewissem Rahmen variiert werden kann. Zur praktischen

Abstimmbarkeit verbleibt jedoch die Umlaufzeit und folglich die Länge der Kavität als einzige Größe. Mithin erfolgt die zur Optimierung der Dispersionskompensation erforderliche Regelung und Stabilisierung gegebenenfalls durch piezoelektronische Kontrolle der Resonatorlänge.

Für zwei exemplarische Reflektionsfaktoren  $r_1$  ist in Abbildung 11.16 der Verlauf der normierten Verzögerungszeit  $\tau_{\text{all}}/\tau_{\text{delay}}$  als Funktion der normierten Frequenz  $(\omega\tau_{\text{delay}})/(2\pi)$  aufgetragen. Wie zu erkennen, ergibt sich in beiden Fällen ein linearer Bereich positiver Steigung, der zur Kompensation der Dispersion erster Ordnung genutzt werden kann. Durch Erhöhung der Reflektivität  $R_1$  kann die kompensatorische Wirkung deutlich vergrößert werden. Gleichsam nimmt jedoch die Bandbreite ab, so daß das Erreichen der optimalen Performance ein Abwiegen dieser beiden Designrichtlinien bedingt. Zur Kompensation der Dispersion zweiter Ordnung  $\beta_3$  bei Übertragung nahe der Nulldispersion müßte der Arbeitspunkt nicht im linearen sondern im quadratischen Bereich gewählt werden <sup>26</sup>.

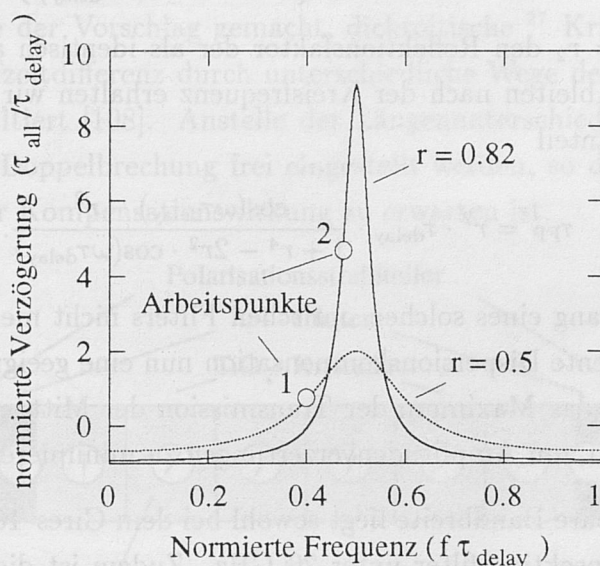


Abbildung 11.16: Verlauf der normierten Laufzeitverzögerung  $\tau_{\text{all}}$  des optischen Allpaßfilters als Funktion der normierten Frequenz

Ein wesentlicher Nachteil derartiger Strukturen besteht jedoch darin, daß der Allpaß nicht in Transmission sondern in Reflektion wirkt. Es ist daher notwendig, das reflektierte, kompensierte Signal optisch vom eingestrahnten, noch verzerrten Signal zu separieren. Dies wäre prinzipiell durch Verwendung eines 3 dB-Kopplers möglich, würde aber zu einer zusätzlichen Dämpfung von 6 dB führen. Alternativ hierzu kann ein Zirkulator eingesetzt

<sup>26</sup>siehe Gleichung (11.68)



werden, der theoretisch verlustfrei arbeiten müßte. Realistische Dämpfungswerte praktischer Zirkulatoren dürften jedoch um 2 dB liegen; ferner nimmt auch der erforderliche Aufwand zu.

### 11.3.1.2 Kompensation durch Einsektionsfilter

Das Problem des erhöhten Komponentenaufwands läßt sich durch Übergang zu einer rein transmissiven Struktur umgehen. Bei Reduktion der Reflektivität  $r_2$  des hinteren Spiegels auf Werte unter 100% geht der Gires-Tournois-Allpaß in ein konventionelles Fabry-Perot-Einsektionsfilter über. Für die Übertragungsfunktion gilt dann [107]

$$H(\omega)_{\text{FP}} = \frac{1 - r^2}{\sqrt{1 + r^4 - 2r^2 \cdot \cos(\omega\tau_{\text{delay}})}} \cdot \exp\{j\psi_{\text{FP}}\} \cdot \exp\{-j\omega\tau_{\text{delay}}\}, \quad (11.77)$$

mit

$$\psi(\omega)_{\text{FP}} := -\arctan \left\{ \frac{r^2 \sin(\omega\tau_{\text{delay}})}{1 - r^2 \cdot \cos(\omega\tau_{\text{delay}})} \right\}, \quad (11.78)$$

wobei nun  $r := r_1 = r_2$  den Reflektionsfaktor der als identisch angenommenen Spiegel bezeichnet. Durch Ableiten nach der Kreisfrequenz erhalten wir nun für den frequenzabhängigen Laufzeitanteil

$$\tau_{\text{FP}} = r^2 \cdot \tau_{\text{delay}} \cdot \frac{\cos(\omega\tau_{\text{delay}}) - r^2}{1 + r^4 - 2r^2 \cdot \cos(\omega\tau_{\text{delay}})}. \quad (11.79)$$

Da der Amplitudengang eines solchen optischen Filters nicht mehr frequenzunabhängig ist, bedingt die effiziente Dispersionskompensation nun eine geeignete Wahl des Arbeitspunktes. Hierbei ist das Maximum der Transmission der Mittenfrequenz des optischen Signals gleichzusetzen, um Amplitudenverzerrungen zu minimieren.

Die maximal erreichbare Bandbreite liegt sowohl bei dem Gires-Tournois-Allpaß als auch beim Fabry-Perot-Einsektionsfilter unter 20 GHz. Zudem ist die Zahl der variierbaren Freiheitsgrade wie erläutert eingeschränkt. Im praktischen Systemeinsatz ist aufgrund der kritischen Toleranzen eine Regelung der Resonatorlänge zur optimalen Kompensation unabdingbar, was den technischen Aufwand erhöht. Der Gewinn solcher Filterkonzepte mit singulärer Kavität erlaubt theoretisch eine Erhöhung des Bitraten- $\sqrt{\text{Länge}}$ -Produkts um den Faktor 2, was einer Erhöhung der maximalen Übertragungslänge um Faktor 4 entspricht. Für die Transmission ungechirpter Signale der Datenrate  $B = 10$  Gbit/s bedeutet dies eine Erweiterung des Regeneratorabstands von 50 km auf 200 km. Allerdings ist diese Grenze nur erreichbar, wenn der Bereich linearer positiver Steigung mindestens 10 GHz beträgt und die elektronischen Komponenten zur Regelung vorhanden sind. Im Bereich oberhalb von 10 Gbit/s sind derartige Filterkonzepte folglich nicht sinnvoll anwendbar.

### 11.3.1.3 Verbesserung durch Mehrsektionsfilter

Theoretisch ergäbe der Übergang von der Einkavitäten- zur einer Mehrsektionsstruktur eine Erhöhung der Freiheitsgrade und folglich auch eine weitere Anhebung des maximal erreichbaren Bitrate-Länge-Produkts. Numerische Simulationen zeigen jedoch, daß eine deutliche Erhöhung sich nur dann erreichen läßt, wenn die Länge der einzelnen Sektionen unabhängig voneinander eingestellt werden kann [107]. Dies impliziert eine deutliche Erhöhung des technologischen Aufwands, da nun die Segmente jeweils einzeln ansteuerbar sein müssen und auch eine individuelle Regelung erforderlich wird. Dennoch wurden in der Literatur zahlreiche praktische Konzepte solcher Mehrsektionsfilter zur Dispersionskompensation vorgestellt, von denen zwei näher betrachtet werden sollen.

#### Hybrides dichroitisches Mehrsektionskristallfilter

Ideal wäre es, das Kompensationspotential einer Mehrsektionsstruktur mit der flachen Amplitudencharakteristik eines Einkavitätenallpaßfilters zu kombinieren. Aus dieser Motivation heraus wurde der Vorschlag gemacht, dichroitische<sup>27</sup> Kristalle zu kaskadieren, deren eigentliche Laufzeitdifferenz durch unterschiedliche Wege der Strahlen in den einzelnen Sektionen resultiert [108]. Anstelle der Längenunterschiede der Sektionen kann hierbei der Grad der Doppelbrechung frei eingestellt werden, so daß prinzipiell eine erhebliche Erhöhung der Kompensationswirkung zu erwarten ist.

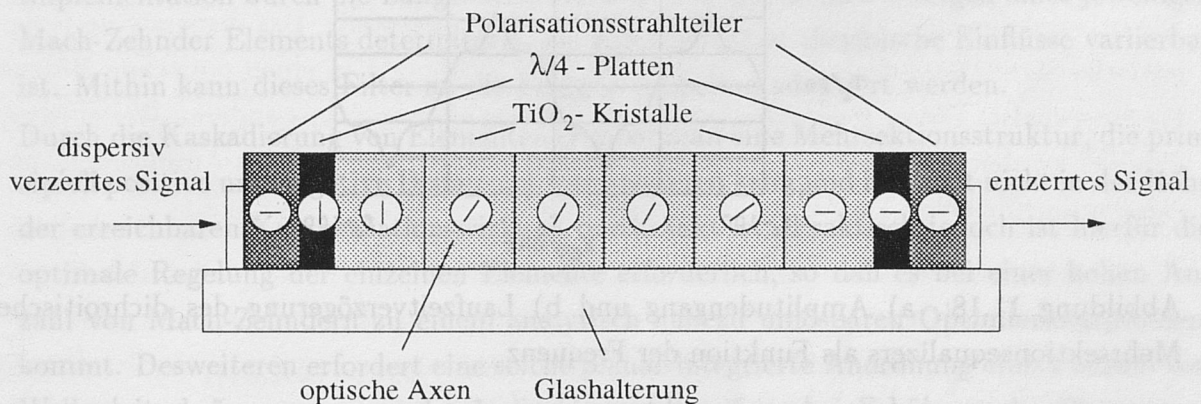


Abbildung 11.17: Prinzipbild des dichroitischen Kristallequalizers

Die sich bei Kaskadierung dichroitischer Sektionen ergebende Übertragungsfunktion kann wie folgt formuliert werden [108]

$$H(\omega)_{\text{dich}} = \left[ \Theta + \frac{j}{\sqrt{2}} \right] \cdot V_{n-1}(\Theta) - V_{n-2}(\Theta), \quad (11.80)$$

<sup>27</sup>dichroitisch (lat.): doppelbrechend



wobei  $n$  die Ordnung des Equalizers ist,  $V_i$  das Chebyshev-Polynom  $i$ -ter Ordnung bezeichnet und die Phase  $\Theta$  wie folgt definiert ist

$$\Theta := \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \cos(2\omega\tau_{\text{delay}}). \tag{11.81}$$

Die Zeit  $\tau_{\text{delay}}$  entspricht hier der Laufzeitdifferenz zwischen dem schnellsten und dem langsamsten Strahl. Durch Berechnung der Ableitung der Phase von  $H_{\text{dich}}$  nach der Frequenz könnte wiederum die Laufzeitverzögerung  $\tau_{\text{dich}}$  berechnet werden. Der sich ergebende mathematische Ausdruck ist jedoch sehr kompliziert, so daß wir auf die explizite Beschreibung verzichten wollen. Eine numerische Berechnung der Amplitude  $|H_{\text{dich}}|$  und der Laufzeitverzögerung  $\tau_{\text{dich}}$  als Funktion der Frequenz führt zu dem in Abbildung 11.18a respektive b angegebenen Verlauf.

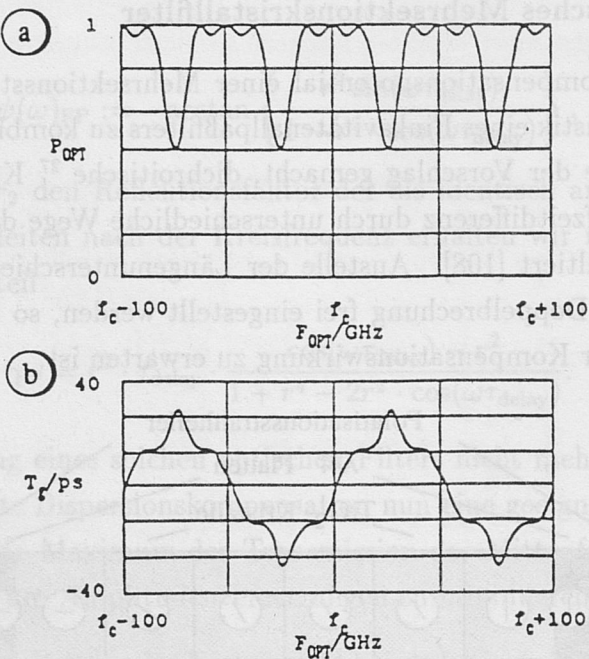


Abbildung 11.18: a) Amplitudengang und b) Laufzeitverzögerung des dichroitischen Mehrsektionsequalizers als Funktion der Frequenz

Wie ersichtlich, ergeben sich periodisch Bereiche flachen Amplitudengangs, die sich durch entsprechendes Design des Equalizers problemlos beispielsweise im Abstand von 50 GHz wiederholen lassen, so daß dieser Kompensator auch in Mehrkanal-OFDM-Systemen eingesetzt werden könnte. Gleichsam ergibt sich nach der Theorie ein völlig linearer Bereich positiver Steigung bei diesen Frequenzwerten, der eine Bandbreite von etwa 30 GHz erreicht. Nimmt man darüber hinaus geringfügige Schwankungen der Equalizerdispersion in Kauf, so erweitert sich der verfügbare Bandbreitenbereich auf etwa 50 GHz und ist damit mehr als doppelt so groß wie beim Einsektionsfilter.

Ogleich der periodische Dispersionsverlauf des hybriden Kristallequalizers aufgrund der höheren Anzahl von Freiheitsgraden gut für Mehrkanalsysteme mit Kanalabständen im Bereich oberhalb von einigen 10 GHz designbar ist und die Anforderungen an Bandbreite und Kompaktheit des Equalizers erfüllt werden können, weist dieses Aufbauprinzip für praktische Systemanwendungen jedoch mehrere Nachteile auf:

- der hybride Aufbau führt zu hohen Koppelverlusten und ist auch hinsichtlich der Handhabung für praktische Systeme unattraktiv
- es ist keine Anpassung und Optimierung des Equalizers an die spezifische Übertragungsstrecke möglich, vielmehr wird bei einer bestimmten Wellenlänge ein konkretes Kompensationspotential vorgegeben

### Planarer integriert-optischer Mehrsektionsequalizer

Auf der *European Conference on Optical Communications* ECOC 1993 in Montreux, Schweiz, wurde eine abgewandelte Implementierung des im letzten Abschnitt vorgestellten hybriden dichroitischen Kristallequalizers vorgestellt, welche die genannten Nachteile des Hybridbaus beseitigt [109]. Hierzu wurde anstelle doppelbrechender Kristallsegmente eine Vielzahl von Mach-Zehnder-Filtern durch Aufbringen von Silica-Wellenleitern planar auf einem Chip integriert (siehe Abbildung 11.19). Die Laufzeitdifferenz wird in dieser Implementation durch die Längendifferenz zwischen den beiden Zweigen eines jeweiligen Mach-Zehnder Elements determiniert, die wiederum über thermische Einflüsse variierbar ist. Mithin kann dieses Filter an die Feldgegebenheiten adaptiert werden.

Durch die Kaskadierung von Elementen erreicht man eine Mehrsektionsstruktur, die prinzipiell positive und negative Dispersion kompensieren kann und inhärent nicht in der Höhe der erreichbaren Kompensationswirkung beschränkt ist. Praktisch jedoch ist hierfür die optimale Regelung der einzelnen Elemente erforderlich, so daß es bei einer hohen Anzahl von Mach-Zehndern zu einem analytisch nahezu unlösbaren Optimierungsproblem kommt. Desweiteren erfordert eine solche planar-integrierte Anordnung eine Vielzahl von Wellenleiterkrümmungen, wodurch die Gesamtdämpfung bei Erhöhung der Elementanzahl deutlich zunimmt. Die in praktischen Ausführungen erreichbare Dispersionskompensation wird dadurch in etwa auf Werte unterhalb von  $D_\lambda \cdot L \approx \pm 500$  ps/nm begrenzt sein.

#### 11.3.1.4 Kompensation durch optische Ringresonatoren

Als letzte optische Komponente zur Dispersionskompensation wollen wir nun den optischen Ringresonator näher betrachten. Hierbei handelt es sich im Prinzip um einen



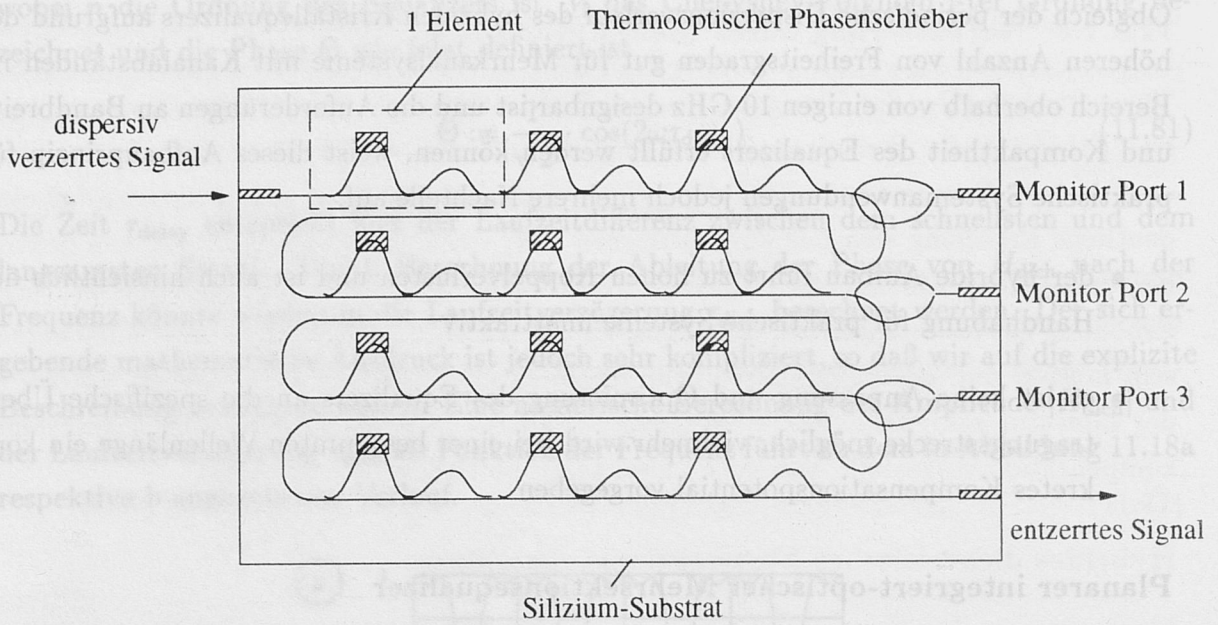


Abbildung 11.19: Prinzipbild des integriert-optischen planaren Mach-Zehnder Equalizers

Einsektionsresonator. Aufgrund seiner spezifischen Anordnung erreicht die Kompensationswirkungen jedoch die Performance von Mehrsektionsequalizern, obgleich nicht die Möglichkeit bzw. die Notwendigkeit der unabhängigen Kontrolle der einzelnen Sektionen besteht.

Die prinzipielle Konfiguration ist in Abbildung 11.20 dargestellt. Das dispersiv-verformte optische Signal wird über einen Koppler mit der Effizienz  $\kappa$  in einen optischen Resonator eingespeist. Dieser Resonator kann aus Glasfaser oder auch aus anderen Wellenleitern gebildet werden und ist durch die Angabe der Umlaufzeit  $\tau_{\text{delay}}$  und des Amplitudentransmissionskoeffizienten  $\Gamma_{\text{ring}}$  vollständig beschrieben.

Die Übertragungsfunktion ergibt sich zu [110]

$$H(\omega)_{\text{ring}} = \frac{\sqrt{1 - \kappa} \cdot \exp\{+j\omega\tau_{\text{delay}}\} - \Gamma_{\text{ring}}}{1 - \Gamma_{\text{ring}} \cdot \sqrt{1 - \kappa} \cdot \exp\{-j\omega\tau_{\text{delay}}\}} \cdot \exp\{-j\omega\tau_{\text{delay}}\}, \quad (11.82)$$

wobei  $\Gamma_{\text{ring}}$  die Ringdämpfung bezeichnet und  $\kappa$  den (Leistungs-)Koppelkoeffizienten des Richtkopplers symbolisiert.

Ein Vergleich von (11.82) und (11.73) zeigt, daß sich das Ringresonatorfilter und das in Reflektion wirkende Gires-Tournois-Interferometer in der Performance gleichen, falls nachstehende Bedingungen erfüllt sind

$$\sqrt{1 - \kappa} \stackrel{!}{=} -r_1 \implies 1 - \kappa \stackrel{!}{=} r_1^2 = R_1 \quad (11.83)$$

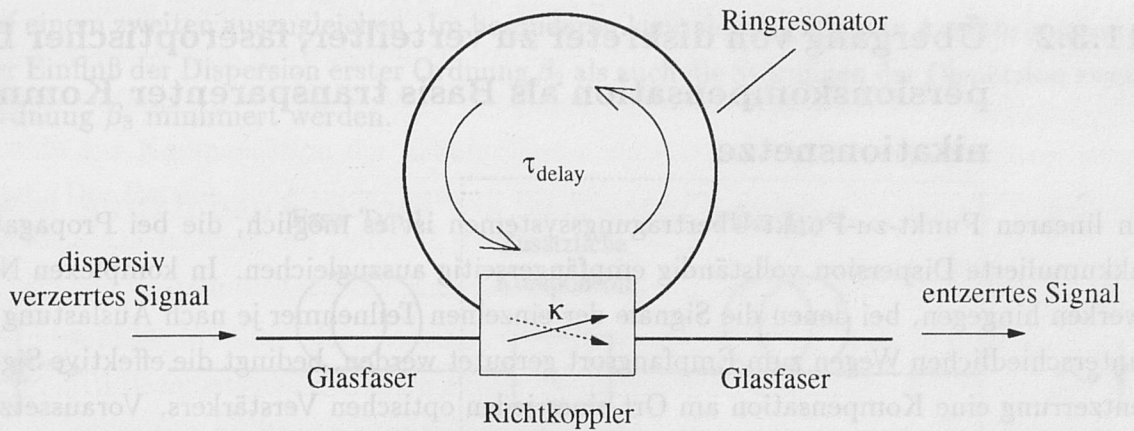


Abbildung 11.20: Ringresonator zur voll-optischen Dispersionskompensation

sowie desweiteren

$$\Gamma_{\text{ring}} \stackrel{!}{=} \Gamma_{\text{all}}. \quad (11.84)$$

Mithin kann mit Hilfe des Ringresonators theoretisch ein in Transmission wirkender Allpaß realisiert werden, welcher, nach den abgeleiteten Ergebnissen, im Vergleich zu den übrigen Filterkonzepten ein extrem hohes Dispersionspotential aufweist. Numerische Untersuchungen bestätigen, daß durch geeignete relative Dimensionierung der Parameter  $\tau_{\text{delay}}$  und  $\Gamma_{\text{ring}}$  theoretisch Kompensationspotentiale von  $D_{\lambda} \cdot L \approx 50.000 \text{ ps/nm}$  erreichbar sind, wodurch sich die maximal übertragbare Distanz selbst bei Standardfaser auf Längen bis etwa 3.000 km erhöht. Während diese hohe Dispersion bei der Mach-Zehnder Anordnung ausschließlich durch die Kaskadierung einer Vielzahl von Elementen erreicht werden kann und mithin, wie erwähnt, durch den Dämpfungsanstieg die Performance zunehmend degradiert wird, erlaubt der Mehrfachumlauf beim optischen Ringresonator das hohe Kompensationspotential bei vergleichsweise geringer Dämpfung. Bedingt durch die Einschränkung der Freiheitsgrade lassen sich diese Dispersionswerte jedoch nur bei sehr eingeschränkter Bandbreite pro Kanal ( $\ll 10 \text{ GHz}$ ) erreichen. Eine Maximierung der Bandbreite bedingt jedoch eine Minimierung der Umlaufzeit und folglich geringe Krümmungsradien, was zu einer Zunahme der Ringdämpfung und mithin einer Degradation der Performance führt. Möchte man diese Resonatoren in hochratigen Systemen mit  $B > 10 \text{ Gbit/s}$  einsetzen, so erscheint auch hier eine Kaskadierung bei vergleichsweise moderater Kompensationswirkung pro Ringfilter unumgänglich.



### 11.3.2 Übergang von diskreter zu verteilter, faseroptischer Dispersionskompensation als Basis transparenter Kommunikationsnetze

In linearen Punkt-zu-Punkt-Übertragungssystemen ist es möglich, die bei Propagation akkumulierte Dispersion vollständig empfängerseitig auszugleichen. In komplexen Netzwerken hingegen, bei denen die Signale der einzelnen Teilnehmer je nach Auslastung auf unterschiedlichen Wegen zum Empfangsort geroutet werden, bedingt die effektive Signalverzerrung eine Kompensation am Ort eines jeden optischen Verstärkers. Voraussetzung hierfür ist eine ausreichende Bandbreite der Dispersionskompensation.

Beim vollständig-transparenten Netz muß die effektiv zwischen Sender und Empfänger wirkende (Rest-)Dispersion unabhängig von der spezifischen Wellenlänge sein. Legen wir eine Übertragungsbandbreite von 1 nm zugrunde, so ergibt sich bei einer Standardfaserdispersion von  $D_\lambda = 17 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$  die zwischen zwei aufeinanderfolgenden Verstärkern aufgebaute Zeitverzögerung zu

$$\Delta\tau \text{ ps} = 1 \text{ nm} \cdot 17 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm}) \cdot \Delta_{\text{OA}} \text{ km}, \quad (11.85)$$

wobei  $\Delta_{\text{OA}}$  der Verstärkerabstand ist. Für  $\Delta_{\text{OA}} = 35 \text{ km}$  ergibt sich  $\Delta\tau_{50\text{km}} = 595 \text{ ps}$ . Bei einer mittleren Wellenlänge von  $\lambda_0 = 1.55 \mu\text{m}$  entspricht dies einer Weglängendifferenz von  $\Delta L_{50\text{km}} \approx 17.5 \text{ cm}$ . Bei  $\Delta_{\text{OA}} = 100 \text{ km}$  erhöht sich diese zu kompensierende Differenz auf  $\Delta L_{100\text{km}} \approx 50 \text{ cm}$ . Besteht nun die Zielvorgabe in der transparenten Nutzung des gesamten, etwa 30 nm-breiten Übertragungsfensters Erbium-dotierter Faserverstärker, so erhöht sich der auszugleichende Weglängenunterschied auf etwa  $\Delta L_{100\text{km}, 30\text{nm}} \approx 15 \text{ m}$ . Dies verdeutlicht, daß die gleichzeitige Erfüllung der Forderung nach hohem Kompensationspotential und hoher -bandbreite *nicht* durch diskrete und/oder integrierbare Komponenten mit Verzögerungsleitungen möglich ist. Vielmehr muß der erfahrene zeitliche Versatz örtlich-verteilt ausgeglichen werden, was nur mit *faseroptischer Dispersionskompensation* realisierbar ist.

Im Rahmen der Analogie dispersions-induzierter zeitlicher und räumlicher Verzerrungen<sup>28</sup> können wir die faseroptische Dispersionskompensation im räumlichen Bild durch eine Refokussierung des aufgeweiteten Gaußstrahls mit Hilfe einer optischen Linse modellieren (siehe Abbildung 11.21). Physikalisch kann diese Linse auf drei Arten implementiert werden: Zum einen ist es möglich, durch Verwendung eines Modenkonverters und einer speziell designten Zweimodenfaser die auf einem ersten Fasersegment erfahrene Dispersion

<sup>28</sup>siehe Kapitel 11.1.1

auf einem zweiten auszugleichen. Im besonderen kann durch geeignete Ausführung sowohl der Einfluß der Dispersion erster Ordnung  $\beta_2$  als auch die Störungen der Dispersion zweiter Ordnung  $\beta_3$  minimiert werden.

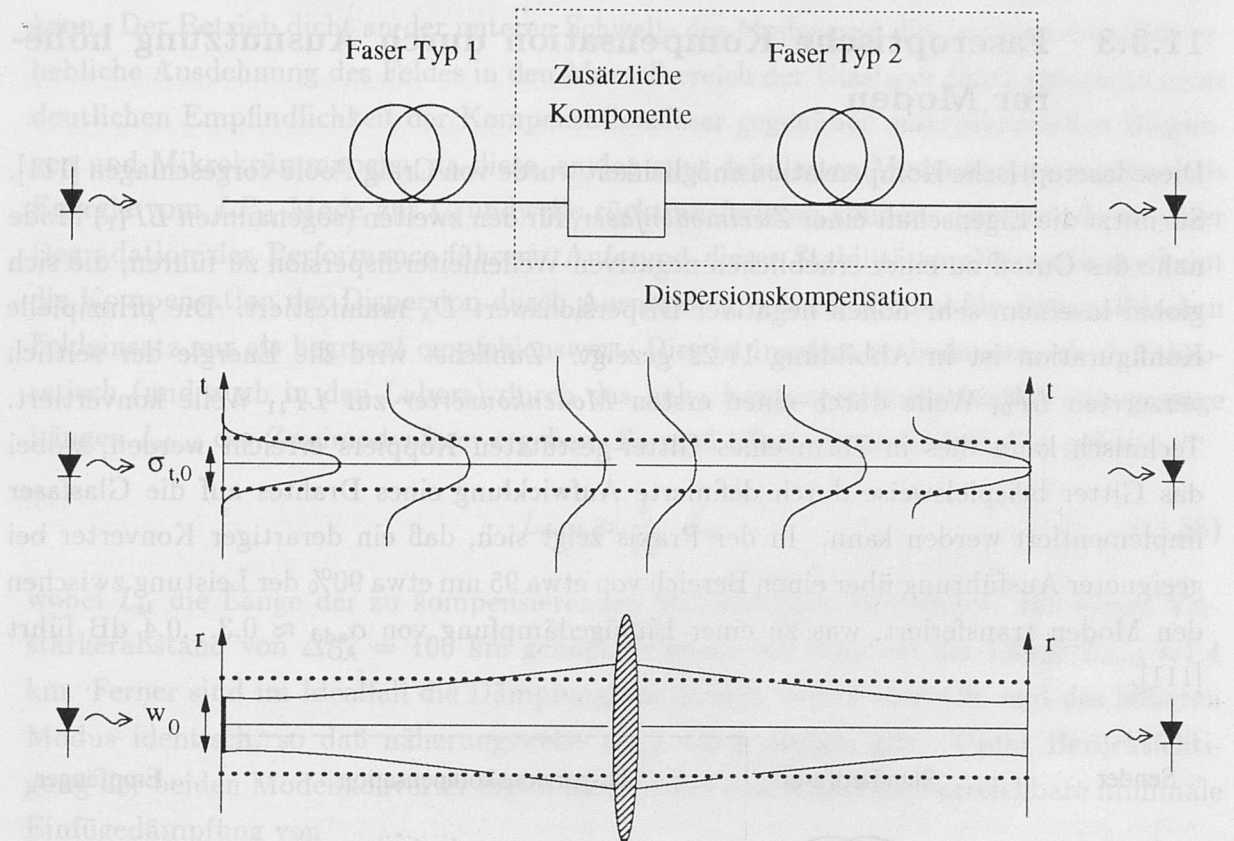


Abbildung 11.21: Veranschaulichung der faseroptischen Dispersionskompensation im Modell des Gauß'schen Strahls

Neben dieser *Dispersionsakkomodation durch Ausnutzung höherer Moden* kann auch eine Kompensation durch unmittelbare Verkettung von Glasfasern unterschiedlichen  $\beta_2$ -Vorzeichens erfolgen, wozu keine modale Konversion erforderlich ist. Wie bei der dispersionsverschobenen Glasfaser<sup>29</sup> verbleibt auch bei Einsatz eines  $\beta_2$ -Faserequalizers noch eine deutliche Abhängigkeit der effektiv wirksamen Dispersion von der Wellenlänge, falls der Einfluß von  $\beta_3$  nicht ausgeglichen wird. Man bezeichnet dieses Konzept als *Faseroptisches Dispersionsmanagement* oder stellenweise auch als *Dual-Dispersion Configuration* [59].

Während die beiden zuvor genannten Konzepte rein passiv operieren, erfordert die Dispersionskompensation durch *Optische Phasenkonjugation* die Verwendung eines aktiven Phasenkonjugators.

<sup>29</sup>siehe Kapitel 5.1.2.3



In den nachfolgenden Kapiteln wollen wir diese drei Strategien vorstellen und die jeweils erzielbare Kapazitätserhöhung dem erforderlichen technologischen Aufwand gegenüberstellen, um so das aus linearer Sicht optimale Konzept zu ermitteln.

### 11.3.3 Faseroptische Kompensation durch Ausnutzung höherer Moden

Diese faseroptische Kompensationsmöglichkeit wurde von Craig Poole vorgeschlagen [111]. Sie nutzt die Eigenschaft einer *Zweimodenfaser*, für den zweiten (sogenannten  $LP_{11}$ ) Mode nahe des Cutoff zu einer erheblichen negativen Wellenleiterdispersion zu führen, die sich global in einem sehr hohen negativer Dispersionswert  $D_\lambda$  manifestiert. Die prinzipielle Konfiguration ist in Abbildung 11.22 gezeigt. Zunächst wird die Energie der zeitlich verzerrten  $LP_{01}$ -Welle durch einen ersten *Modenkonverter* zur  $LP_{11}$ -Welle konvertiert. Technisch kann dies in Form eines Gitter-gestützten Kopplers erreicht werden, wobei das Gitter beispielsweise durch definierte Aufwicklung eines Drahtes auf die Glasfaser implementiert werden kann. In der Praxis zeigt sich, daß ein derartiger Konverter bei geeigneter Ausführung über einen Bereich von etwa 95 nm etwa 90% der Leistung zwischen den Moden transferiert, was zu einer Einfügedämpfung von  $\alpha_{\text{add}} \approx 0.3 \dots 0.4$  dB führt [111].

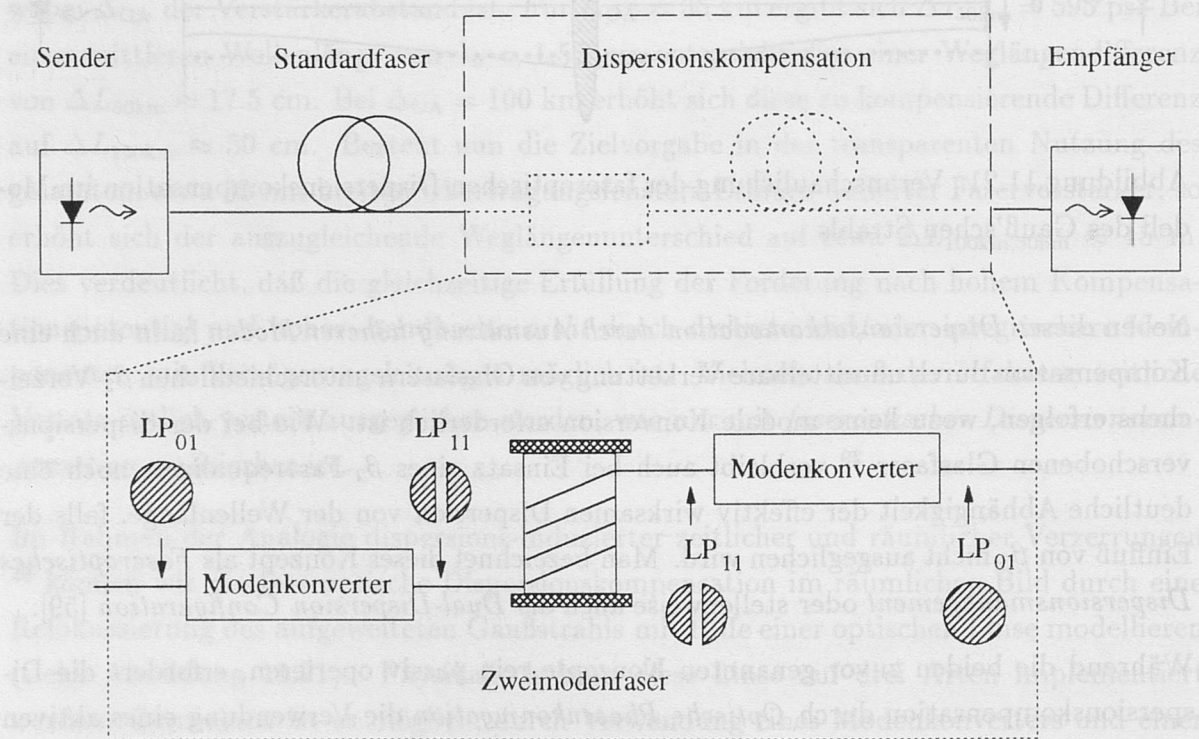


Abbildung 11.22: Dispersionskompensation durch Ausnutzung höherer Moden

Anschließend erfolgt die Transmission der  $LP_{11}$ -Welle durch die Zweimodenfaser, wobei diese nahe oberhalb des Cutoff betrieben wird. Hier ergibt sich eine erhebliche Krümmung der  $B$ - $V$ -Kennlinie<sup>30</sup>, die zu einer entsprechend hohen Wellenleiterdispersion führt und mithin zur Kompensation der akkumulierten chromatischen Dispersion genutzt werden kann. Der Betrieb dicht an der unteren Schwelle des Modes und die damit verbundene erhebliche Ausdehnung des Feldes in den Mantelbereich der Glasfaser führt jedoch zu einer deutlichen Empfindlichkeit der Kompensationsfaser gegenüber makroskopischen Biegungen und Mikrokrümmungen, da diese, analog zum definierten Modenkonverter, ebenfalls Energie vom  $LP_{11}$ -Mode zur Grundwelle rücktransferieren können. Dies würde zu einer Degradation der Performance führen. Aufgrund dieser Stabilitätsproblematik erscheint die Kompensation der Dispersion durch Ausnutzung höherer Moden für den praktischen Feldeinsatz nur als begrenzt empfehlenswert. Dies ist insofern zu bedauern, als daß theoretisch (und auch in den Labors) durch das hohe Kompensationspotential sehr geringe Längen  $L_{\text{dual}}$  der Zweimodenfaser ergeben. So muß näherungsweise lediglich gelten

$$L_{\text{dual}} \approx \frac{1}{70} \cdot L_{\text{st}}, \quad (11.86)$$

wobei  $L_{\text{st}}$  die Länge der zu kompensierenden Standardfaser bezeichnet. Bei einem Verstärkerabstand von  $\Delta_{\text{OA}} = 100$  km genügt demnach ein Segment der Länge  $L_{\text{dual}} \approx 1.4$  km. Ferner sind im Idealfall die Dämpfungskonstanten von Grundwelle und des höheren Modus identisch, so daß näherungsweise  $\alpha_{\text{dual}} \approx 0.2$  dB/km gilt. Unter Berücksichtigung der beiden Modenkonverter ergibt sich mithin eine theoretisch erreichbare minimale Einfügedämpfung von

$$\alpha_{\text{dual,min}}(\Delta_{\text{OA}} = 100 \text{ km}) \approx 3 \dots 4 \text{ dB}, \quad (11.87)$$

so daß im allgemeinen selbst bei derartig hohen Verstärkerabständen *keine* wesentliche, zusätzliche Verstärkung notwendig wäre, die zu einer Degradation des Rauschverhaltens und im Extremfall sogar zu einer Erhöhung des Komponentenaufwands führen könnte.

Ferner kann durch geschicktes Design der Zweimodenfaser die Dispersion erster und zweiter Ordnung über den gesamten Nutzungsbereich des Faserverstärkers (EDFA) effektiv ausgeglichen werden. So lassen sich prinzipiell beispielsweise mit Hilfe der in Labors realisierten Zweimodenkompensatoren 20 Gbit/s-Signale im Hinblick auf die Dispersion störungsfrei über 1000 km Standardfaser übermitteln, wobei die Senderwellenlänge beliebig innerhalb des EDFA-Fensters gewählt werden kann.

Aus den oben genannten Gründen ist dieses Konzept der Dispersionskompensation akademisch betrachtet interessant und theoretisch attraktiv. Dennoch sind die erwähnten

<sup>30</sup>siehe Kapitel 5.1.1.3



Stabilitätsproblematiken des höheren Modes dem Verfahren inhärent, so daß es wahrscheinlich keine Verwendung in künftigen optischen Netzwerken finden wird.

### 11.3.4 Faseroptisches Dispersionsmanagement

Das offensichtlichste und zugleich wichtigste Konzept zur linearen Dispersionskompensation wurde bereits 1980 vorgeschlagen [112]. Es beruht auf der Verkettung zweier Glasfasern, deren Dispersionswerte  $\beta_{2,1}$  respektive  $\beta_{2,2}$  sich im Vorzeichen unterscheiden. Unter Beachtung der Linearität der Wellengleichung in linearen Medien ist es trivial zu beweisen, daß die in einem Glasfasersegment normaler Dispersion hervorgerufenen Laufzeitunterschiede durch die eines nach- oder auch vorgeschalteten Segments anomaler Dispersion exakt kompensiert werden können.<sup>31</sup> Zur vollständigen Auslöschung der Pulsverformung muß nachstehende Bedingung erfüllt sein

$$\beta_{2,1} \cdot L_1 \stackrel{!}{=} -\beta_{2,2} \cdot L_2, \quad (11.88)$$

wobei  $L_1$  und  $L_2$  die Längen der verwendeten Glasfasern sind. Der Verlauf der akkumulierten Dispersion ist in Abbildung 11.23 für das Faseroptische Dispersionsmanagement im Vergleich zur konventionellen Standardfaserübertragung und der Transmission über dispersionsverschobene Glasfaser gezeigt. Der wesentliche Unterschied des Dispersionsmanagements zu letzterer besteht in der Realisierung einer virtuell-dispersionsfreien Strecke, wobei jedoch beim Fasermanagement die lokal-wirksame Dispersion von Null verschieden ist. Dies hat besondere Auswirkungen auf die faseroptischen Nichtlinearitäten. So wirkt die lokale Dispersion beispielsweise einer exzessiven spektralen Aufweitung durch Selbstphasenmodulation entgegen<sup>32</sup>, wodurch zum einen die Performance dieser linearen Kompensation verbessert wird und zum anderen auch die erforderliche Bandbreite der Faserequalizer minimiert wird. Gleichsam wird auch die Effizienz der nichtlinearen Vier-Photonen-Mischung reduziert.

Im Gegensatz zum Vorchirp Verfahren müssen nun beim Faseroptischen Dispersionsmanagement die übertragenen Signale nicht mehr a priori bekannt sein. Vielmehr garantiert diese Konfiguration im linearen System inhärent die exakte Reversion aller dispersiven Verformungen, unabhängig von der spezifischen Signalform. Mithin gleicht dieses Verfahren konzeptionell der im letzten Kapitel diskutierten Zweimodenkompensation. Der wesentliche Unterschied besteht jedoch in der ausschließlichen Nutzung des Grundmodes,

<sup>31</sup>Es sei angemerkt, daß wir hier abkürzend etwas ungenau von Faser normaler bzw. anomaler Dispersion sprechen, um die Dispersion der betrachteten Glasfaser bei Wellenlängen um  $\lambda \approx 1.55 \mu\text{m}$  zu charakterisieren.

<sup>32</sup>siehe auch Kapitel 9

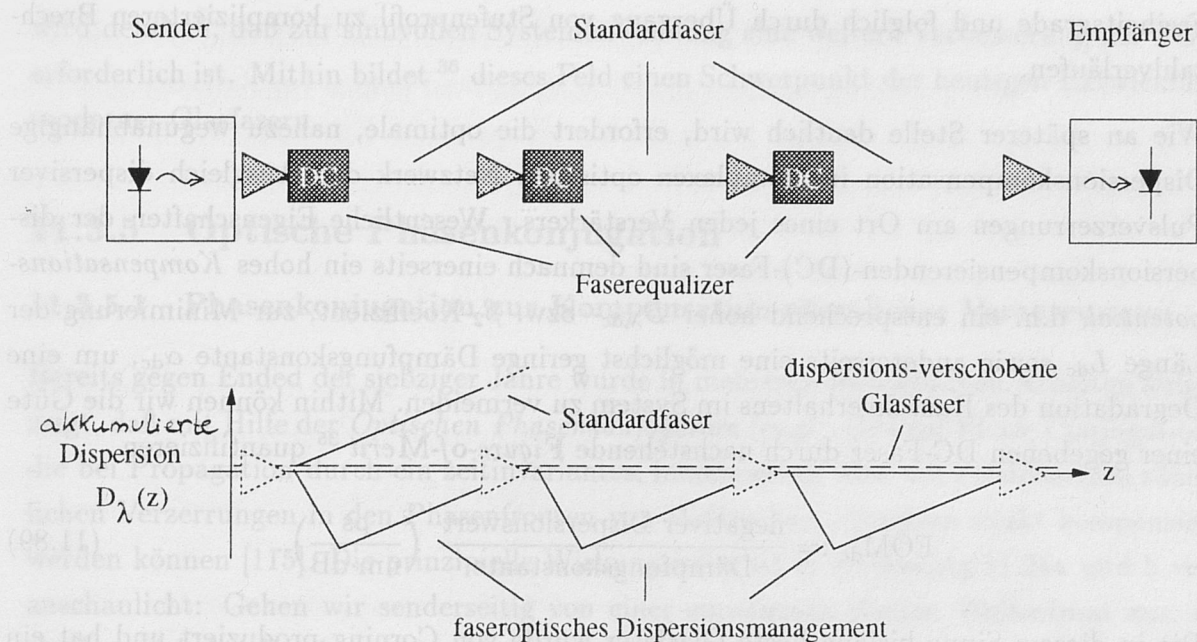


Abbildung 11.23: Akkomodation der Dispersion durch Faseroptisches Dispersionsmanagement im Vergleich zu Standard- und dispersionsverschobener Glasfaser (DC: Dispersionskompensator=Faserequalizer)

so daß die Notwendigkeit der Modenkonverter entfällt. Zudem ergibt sich auch von vornherein nicht die Problematik der Stabilität des höheren Modes. Gleichsam wird jedoch der Designaufwand der Kompensationsfaser erhöht, da nun auch für den  $LP_{01}$ -Modus eine Krümmung der  $B$ - $V$ -Kennlinie erreicht werden muß.

Im allgemeinen lassen sich mit Stufenprofilfasern<sup>33</sup> bereits hohe negative Dispersionswerte im Bereich von  $D_\lambda \approx -80 \dots -200$  ps/(km·nm) erzielen, wobei die Freiheitsgrade *Brechzahl-differenz*  $\Delta n_{\text{lin}}$  und *Kernradius*  $r_c$  gekoppelt optimiert werden müssen. Im besonderen erfordert das Erreichen hoher Dispersionswerte eine Reduktion des Kernradius von etwa 8  $\mu\text{m}$  auf 1  $\mu\text{m}$ -3  $\mu\text{m}$  [113, 114]. Mit einem derartig einfachen Profil läßt sich jedoch der Einfluß der Dispersion zweiter Ordnung *nicht* kompensieren. Mithin entspricht die erreichbare (Rest-)Dispersion im Idealfall der einer dispersionsverschobenen Glasfaser, die in diesem Sinne auch als Kaskade unendlich vieler Standard- und Kompensationsfaser-segmente infinitesimaler Länge modelliert werden kann. Folglich ergibt sich im Vergleich zu dem im vorangegangenen Kapitel diskutierten Mehrmodenprinzip eine wesentlich geringere Bandbreite<sup>34</sup>. Eine Erhöhung des Kompensationspotentials und die Möglichkeit der Bekämpfung der Dispersion zweiter Ordnung gelingt nur durch Einführung weiterer

<sup>33</sup>siehe Kapitel 5.1.1.1

<sup>34</sup>siehe Dispersionskurve der dispersionsverschobenen Glasfaser in Abbildung 5.8



Freiheitsgrade und folglich durch Übergang von Stufenprofil zu komplizierteren Brechzahlverläufen.

Wie an späterer Stelle deutlich wird, erfordert die optimale, nahezu wegunabhängige Dispersionskompensation im komplexen optischen Netzwerk den Ausgleich dispersiver Pulsverzerrungen am Ort eines jeden Verstärkers. Wesentliche Eigenschaften der dispersionskompensierenden-(DC)-Faser sind demnach einerseits ein hohes *Kompensationspotential*, d.h. ein entsprechend hoher  $D_{\lambda,dc}$ - bzw.  $\beta_2$ -Koeffizient, zur Minimierung der Länge  $L_{dc}$  sowie andererseits eine möglichst geringe Dämpfungskonstante  $\alpha_{dc}$ , um eine Degradation des Rauschverhaltens im System zu vermeiden. Mithin können wir die Güte einer gegebenen DC-Faser durch nachstehende **Figure-of-Merit**<sup>35</sup> quantifizieren

$$\text{FOM}_{dc} := \frac{\text{negativer Dispersionswert}}{\text{Dämpfungskonstante}} \left( \frac{\text{ps}}{\text{nm} \cdot \text{dB}} \right). \quad (11.89)$$

Die in diesem Sinne bislang beste Glasfaser wurde von Corning produziert und hat ein Kompensationspotential von  $D_{\lambda,dc} = -80 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$  über das gesamte Übertragungsfenster des Faserverstärkers bei einer Dämpfungskonstante von  $\alpha_{dc} \approx 0.32 \text{ dB/km}$ . Nach Gleichung (11.89) ergibt sich daraus  $\text{FOM}_{dc} \approx -250 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{dB})$ .

Die nachfolgende, alternative Definition der Figure-of-Merit wurde von Craig Poole vorgeschlagen [111]

$$\text{FOM}_{dc} := \frac{\text{Dämpfungskonstante}}{\text{Dispersionsverhältnis}} \left( \frac{\text{dB}}{\text{km}} \right), \quad (11.90)$$

wobei sich das *Dispersionsverhältnis* wie folgt berechnet

$$\text{Dispersionsverhältnis} := \frac{\text{negative Dispersion des Kompensators}}{17 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})}. \quad (11.91)$$

Es sei darauf hingewiesen, daß im Sinne dieser Definition die *Minimierung* der Figure-of-Merit der Kompensationsfaser erstrebenswert ist. Für die Corning-Faser ergibt sich hier  $\text{FOM}_{dc} \approx 0.068 \text{ dB/km}$ . Mithin kann durch Multiplikation der FOM nach Gleichung (11.91) mit der Länge der zu kompensierenden Standardfaser  $L_{st}$  unmittelbar die sich ergebende zusätzliche Einfügedämpfung  $\Gamma_{dc}$  berechnet werden. Für einen Verstärkerabstand von  $\Delta_{OA} = 100 \text{ km}$  ergibt sich beispielsweise  $\Gamma_{dc} \approx 100 \cdot 0.068 \text{ dB/km} \approx 6.8 \text{ dB}$ . Dieser Wert kann zwar vom Blickfeld der technologischen Schwierigkeiten des Designs der Faserequalizer als sehr gut eingestuft werden; bedenken wir jedoch, daß in einem Punkt-zu-Punkt-System oder auch Netzwerk mit einer maximalen Weglänge von 1000 km nach Gleichung (11.91) die gesamte zusätzliche Einfügedämpfung 68 dB beträgt, so

<sup>35</sup>Figure-of-Merit (engl.): Verdienstzahl

wird deutlich, daß zur sinnvollen Systemanwendung eine weitere Verbesserung der FOM erforderlich ist. Mithin bildet <sup>36</sup> dieses Feld einen Schwerpunkt der heutigen Entwicklung moderner Glasfasern.

### 11.3.5 Optische Phasenkonjugation

#### 11.3.5.1 Phasenkonjugation zur Kompensation räumlicher Verzerrungen

Bereits gegen Ende der siebziger Jahre wurde in mehreren theoretischen Arbeiten aufgezeigt, daß mit Hilfe der *Optischen Phasenkonjugation* (engl.: Optical-Phase Conjugation) die bei Propagation durch ein zeitinvariantes, inhomogenes Medium entstehenden räumlichen Verzerrungen in den Phasenfronten von Wellen bzw. Strahlen exakt kompensiert werden können [115]. Die prinzipielle Wirkungsweise ist in Abbildung 11.24a und b veranschaulicht: Gehen wir senderseitig von einer emittierten ebenen Wellenfront aus, so ergeben sich bei Passieren eines optisch-inhomogenen Mediums mit lokal variabler Permittivität  $\epsilon(r)$  Verformungen der Wellenfront. Fällt nun diese verzerrte Welle auf einen herkömmlichen, totalreflektierenden Spiegel (engl.: Conventional Mirror), so wird das Signal voll reflektiert. Hierbei sind die Wellenfronten unmittelbar vor und nach dem Spiegelungsvorgang einander identisch jedoch horizontal gespiegelt (vgl. Abbildung 11.24a). Läuft nun diese reflektierte Welle wieder durch das inhomogene Medium, so erfährt diese eine zusätzliche Verzerrung, so daß das am Sender ankommende Signal völlig vom transmittierten abweicht. <sup>37</sup> Anders verhält es sich, falls der konventionelle Spiegel durch einen sogenannten *phasenkonjugierenden Spiegel* (engl.: Phase-Conjugating Mirror), im folgenden stets als *Optischer Phasenkonjugator* (OPC) bezeichnet, ersetzt wird. Es gilt dann,

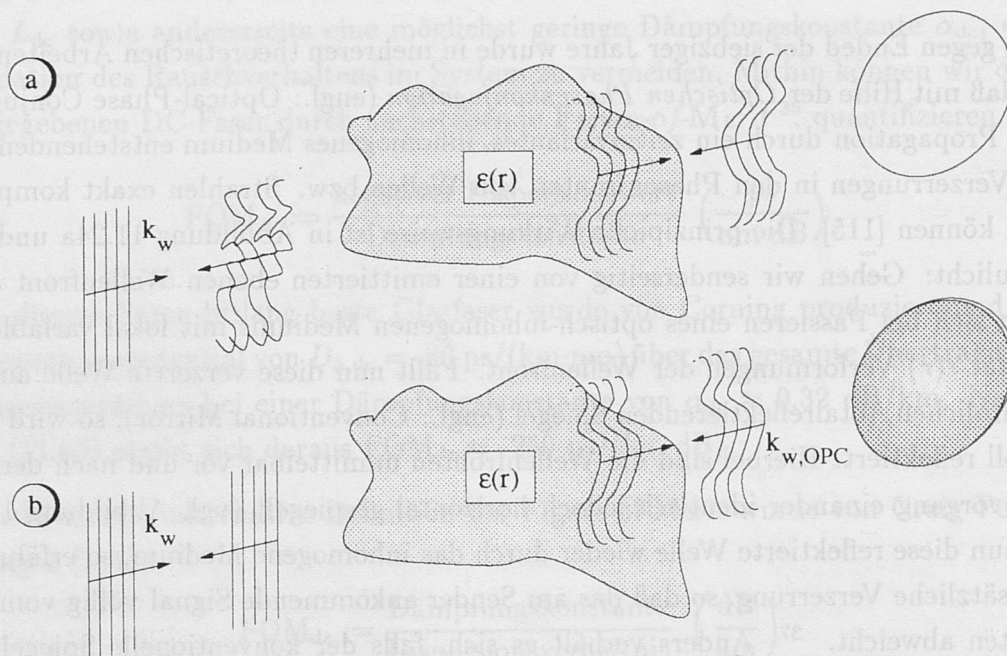
- daß der Wellenvektor  $\vec{k}_{w,OPC}$  der phasenkonjugierten Welle dem negativen Wellenvektor der einfallenden Welle  $\vec{k}_w$  entspricht. Mithin propagiert die Wellenfront nach dem OPC wieder in Richtung ihres anfänglichen Ausbreitungsortes. Zudem gilt,
- daß der komplexe Polarisationsvektor der reflektierten Welle dem konjugiert-komplexen Vektor der einfallenden Welle gleicht. Berücksichtigen wir, daß die Polarisation durch Blickrichtung eines ortsinvarianten Beobachters *in Ausbreitungsrichtung der Welle* definiert ist, so weisen sowohl die ankommende als auch die am OPC reflektierte Wellenfront *dieselbe* Polarisation auf. Schließlich zeigt sich,

<sup>36</sup>bzw. sollte... bilden

<sup>37</sup>Hierbei haben wir vorausgesetzt, daß das Medium keine Symmetrien bezüglich  $\epsilon(r)$  aufweist, die bereits bei einfachem Durchgang vor dem Spiegel wieder zur Ausbildung einer ungestörten ebenen Wellenfront führen.



- daß die komplexe Amplitude eines Punktes der Wellenfront nach dem OPC  $A_{w,OPC}$  durch die konjugiert-komplexe Amplitude *desselben* Punktes vor Reflexion gegeben ist; es gilt  $A_{w,OPC} = A_w^*$ . Unter Berücksichtigung der Tatsache, daß beim Optischen Phasenkonjugator die voreilenden Anteile der Wellenfront derartig *retardiert* werden, bezeichnet man den Prozeß der Phasenkonjugation auch als *Umkehr der Wellenfront* (engl.: Wavefront Reversal).



Abbildungung 11.24: *Optische Phasenkonjugation* zur Kompensation räumlicher Verzerrungen (a) Reflexion des verzerrten Strahls durch einen konventionellen Spiegel und b) Reflexion durch phasenkonjugierenden Spiegel)

Zusammenfassend können wir festhalten, daß die am OPC reflektierte Wellenfront bei idealer Phasenkonjugation exakt dem konjugiert-komplexen Replica der einfallenden Wellenfront entspricht. Wie intuitiv offensichtlich ist, führt dies dazu, daß bei Rückpropagation zum Ausbreitungsursprung sämtliche Verzerrungen der Wellenfront wieder annulliert werden, da in Verallgemeinerung des Zustands unmittelbar am OPC festgestellt werden kann, daß die rücklaufende Welle *an jedem Ort* der Übertragungsstrecke exakt das konjugiert-komplexe Replica der vorwärts propagierenden Wellenfront ist. Im besonderen gilt dies auch für den Ort des Senders, so daß wir, im Gegensatz zum konventionellen Spiegel, nach zweifachem Durchgang durch das inhomogene Medium wieder das konjugiert-komplexe der ungestörten transmittierten Wellenfront erhalten. Hierbei haben wir jedoch vorausgesetzt, daß die örtliche Inhomogenität des Mediums zeitunabhängig ist, d.h. es muß gelten  $\partial\epsilon(r)/\partial t = 0$ .

### 11.3.5.2 Formaler Beweis und Interpretation als Zeitumkehr

In diesem Abschnitt wollen wir den oben durchgeführten intuitiven Gedankengang analytisch untermauern und dabei den für die Phasenkonjugation charakteristischen Begriff der *Zeitumkehr* einführen. Ausgangspunkt der Beweisführung bildet die Wellengleichung des inhomogenen Mediums. Formulieren wir das elektrische Feld wie folgt

$$\tilde{E} = \frac{A_w(r)}{2} \cdot e^{-j(k_w z - \omega t)} + \frac{A_w^*(r)}{2} \cdot e^{j(k_w z - \omega t)}, \quad (11.92)$$

so erhalten wir in Analogie zu den Ableitungen in Kapitel 5.2 und 7.1 für die Wellenamplitude  $A_w$  nachstehende Wellengleichung

$$\Delta_t A_w + 2j \frac{\partial A_w}{\partial z} + \left\{ \frac{\omega^2 \epsilon(r)}{c^2} - k^2 \right\} A_w = 0. \quad (11.93)$$

Hierbei haben wir den transversalen Anteil  $\Delta_t$  des Laplace-Operators  $\Delta$  vom  $z$ -Anteil abgespalten und bezüglich der Änderung der Wellenfront  $A_w$  in Ausbreitungsrichtung  $z$  von der Annahme langsam zunehmender Störungen Gebrauch gemacht. Durch Bildung des konjugiert-Komplexen beider Gleichungsseiten bleibt die Identität (11.93) unbeeinträchtigt. Wir erhalten

$$\Delta_t A_w^* - 2j \cdot \frac{\partial A_w^*}{\partial z} + \left\{ \frac{\omega^2 \epsilon(r)}{c^2} - k^2 \right\} A_w^* = 0. \quad (11.94)$$

Ein Vergleich mit (11.93) zeigt, daß diese Gleichung nun die Ausbreitung der Welle

$$\tilde{E}' = \frac{A_w^*(r)}{2} \cdot e^{-j(k_w z + \omega t)} + \frac{A_w(r)}{2} \cdot e^{j(k_w z + \omega t)} \quad (11.95)$$

beschreibt. Hierbei handelt es sich um eine rückwärts propagierende Wellenfront, die an jedem Ort der Glasfaser das konjugiert-Komplexe der vorwärts laufenden Welle ist. Gelingt es folglich durch einen bestimmten physikalischen Prozeß, an einer definierten Übertragungsebene einen Optischen Phasenkonjugator zu implementieren, so belegt die Ausbreitungsgleichung (11.94) dieser generierten Welle, daß am Sender das konjugiert-Komplexe des ungestörten Eingangssignals wiedergewonnen wird. Wie aus einem Vergleich von (11.92) und (11.95) ersichtlich, können die Ausdrücke unmittelbar ineinander überführt werden, falls die Zeit  $t$  durch  $-t$  ersetzt wird. Alternativ ist es auch möglich, die Frequenz  $\omega$  durch den entsprechenden negativen Wert  $-\omega$  zu ersetzen. Aus diesem Grund charakterisiert man die Optische Phasenkonjugation häufig als *Inversion der Zeit* bzw. auch als *Frequenzinversion*. Im besonderen können wir schließlich als Kriterium für die Kompensierbarkeit einer aufgetretenen Störung durch Phasenkonjugation die *Invarianz der zugeordneten charakteristischen Wellengleichung bis auf die Ausbreitungsrichtung  $z$*  definieren.



### 11.3.5.3 Anwendung zur Kompensation dispersiver zeitlicher Verzerrungen

Die konsequente Anwendung der oben erläuterten Analogie zwischen der räumlichen Verformung eines Strahls bzw. einer Wellenfront und der dispersions-induzierten zeitlichen Verformung eines Signalpulses führt unmittelbar zur Übertragung des dargestellten Konzepts der Optischen Phasenkonjugation in den Bereich der Dispersionskompensation (siehe auch [116]). Betrachten wir zunächst die Wellengleichung für lineare, dispersive Medien (5.55)

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} - j \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} = 0. \quad (11.96)$$

Unter Berücksichtigung des im vorangegangenen Abschnitt eingeführten intuitiven Kriteriums für wirksame Kompensierbarkeit ersetzen wir nun in Gleichung (11.96)  $t$  durch  $-t$ . Wir erhalten

$$\frac{\partial A}{\partial z} - \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} - j \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} = 0. \quad (11.97)$$

Ein Vergleich von (11.97) und (11.96) zeigt, daß die ungeraden Terme  $\beta_1$  und  $\beta_3$  das Vorzeichen wechseln, während der gerade Term  $\beta_2$  hinsichtlich des Vorzeichenwechsels von  $t$  invariant ist. In einem analogen Gedankengang können wir diese Feststellung erweitern und folgern, daß sämtliche ungeraden Terme in der Taylorreihenentwicklung der Ausbreitungskonstanten  $\beta$  das Vorzeichen wechseln, während die geraden Terme invariant sind. Daraus folgt, daß die von  $\beta_1$  und  $\beta_3$  hervorgerufenen Signalbeeinflussungen durch Optische Phasenkonjugation *nicht* kompensiert werden können. Während diese Aussage bezüglich  $\beta_1$  lediglich bedeutet, daß die ursprüngliche Reihenfolge der transmittierten Pulse erhalten bleibt, ergibt sich aus der Unempfindlichkeit der Dispersion zweiter Ordnung  $\beta_3$  gegenüber der Phasenkonjugation die ultimative Kapazitätsgrenze dieses Verfahrens. Im Gegensatz hierzu lassen sich die durch Dispersion erster Ordnung  $\beta_2$  hervorgerufenen Signalverzerrungen vollständig kompensieren. Der exakte Beweis kann völlig analog zur obigen räumlichen Betrachtung durchgeführt werden, wobei als charakteristische Wellengleichung jedoch die zeitabhängige Gleichung (11.96) zu verwenden ist. Wir wollen jedoch an dieser Stelle auf eine redundante Herleitung verzichten.

Eine für die optische Datenübertragung wichtige Tatsache ist jedoch, daß anstelle eines zweifachen Durchlaufs derselben Glasfaserstrecke das konjugierte Datensignal nicht zum Sender zurückgesandt wird sondern vielmehr über ein zweites Fasersegment in Richtung Empfänger weiter übermittelt wird. Gleichen sich nun die Übertragungscharakteristika beider Glasfasern hinsichtlich der dispersiven Eigenschaften, so können die auf das Signal wirkenden dispersiven Kräfte ohnehin nicht zwischen der vor- und rücklaufenden Ausbreitungsrichtung differenzieren. Es handelt sich dann um eine ideale *virtuelle Umkehr*

der *Propagationsrichtung*. Die Güte dieser virtuellen Reversion wird insbesondere bei der Anwendung der Phasenkonjugation zur Kompensation nichtlinearer Signalverzerrungen an späterer Stelle noch von Bedeutung sein.

Ebenso wichtig wie das analytische Verständnis der Funktionsweise Optischer Phasenkonjugation ist eine effiziente anschauliche Modellierung der Kompensation. In Kapitel 5.4 hatten wir bereits gezeigt, daß die Dispersion erster Ordnung zur Generation eines zeitabhängigen Chirps führt, der im Falle des Gaußpulses linear, bei Supergaußpulsen jedoch nichtlinear mit der Zeit über dem Puls schwankt. Mathematisch erfassen wir diesen Chirp als eine zeitabhängige Änderung der Momentanphase des komplexen, zeitabhängigen elektrischen Feldes. Abbildung 11.25 zeigt, wie ein derartig dispersions-gechirpter Puls in den Optischen Phasenkonjugator eintritt, invertiert wird und durch Transmission über die virtuell-reversierte Strecke entzerzt wird.

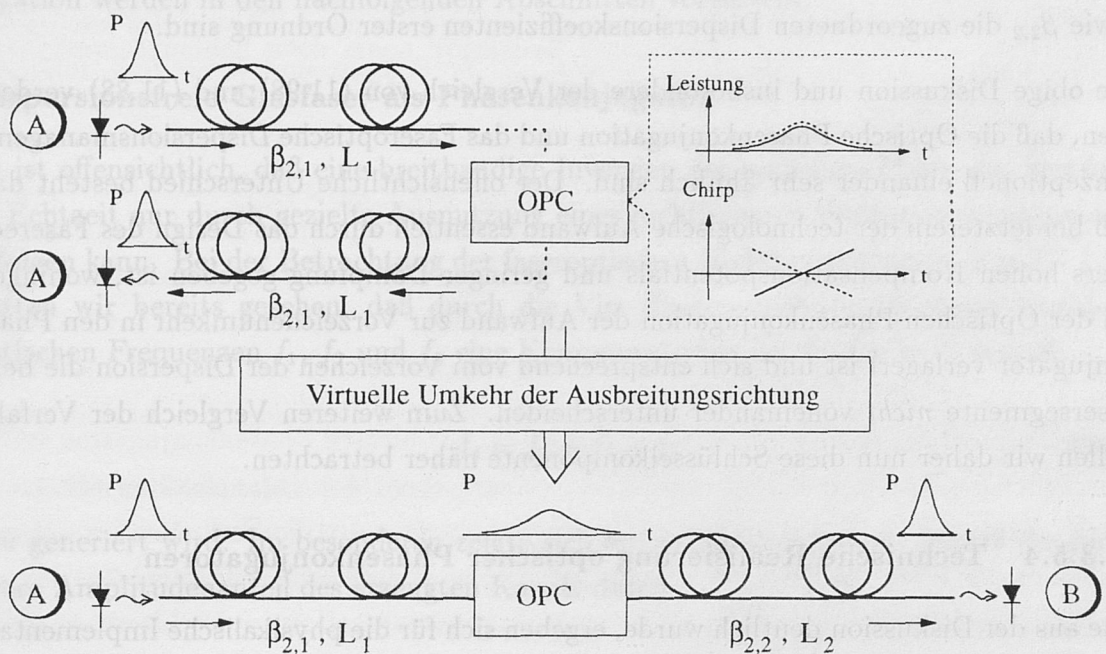


Abbildung 11.25: Wirkungsweise der Optischen Phasenkonjugation im Zeitbereich

Durch einen geeigneten, instantan wirkenden physikalischen Prozeß wird nun im OPC die optische Momentanphase des komplexen langsam-oszillierenden Feldzeigers  $A(z, t)$  jedes einzelnen Zeitpunktes konjugiert, d.h. mit negativem Vorzeichen versehen, so daß der resultierende Ausgangspuls im Idealfall dieselbe Hüllkurve (=Amplitude) aufweist, wie der Eingangspuls. Propagiert nun dieser konjugierte Puls über das zweite Fasersegment zum Empfänger, so baut sich aufgrund der identischen Hüllkurve an jedem Ort der Glasfaser wieder derselbe Chirp auf, wie auf der ersten Faserstrecke. Mithin annihilieren diese, auf dem zweiten Segment generierten dispersions-induzierten Chirpkomponenten die auf dem



ersten Segment erzeugten bei Erreichen des Empfängers vollständig, so daß die effektiv erfahrene Dispersion erster Ordnung auf der Gesamtstrecke Null beträgt.

Alternativ hierzu kann man den aus dem OPC austretenden Puls auch als einen vorgechirpten Signalpuls interpretieren, dessen Vorchirp in Analogie zu den Betrachtungen in Kapitel 5.4.2 mit fortschreitender Faserlänge auf dem zweiten Segment zu einer Kompression des aufgeweiteten Pulses führt. Bei Erreichen des Empfängers kommt es dann zu einer vollständigen Auslöschung der aufgebauten Chirpkomponenten. Folglich stellt sich dann die ursprüngliche Pulsform wieder her, falls nachstehende Bedingung erfüllt ist

$$\beta_{2,1} \cdot L_1 \stackrel{!}{=} \beta_{2,2} \cdot L_2, \quad (11.98)$$

wobei  $L_1$  bzw.  $L_2$  die Länge des ersten respektive des zweiten Fasersegments und  $\beta_{2,1}$  sowie  $\beta_{2,2}$  die zugeordneten Dispersionskoeffizienten erster Ordnung sind.

Die obige Diskussion und insbesondere der Vergleich von (11.98) und (11.88) verdeutlichen, daß die Optische Phasenkonjugation und das Faseroptische Dispersionsmanagement konzeptionell einander sehr ähnlich sind. Der offensichtliche Unterschied besteht darin, daß bei letzterem der technologische Aufwand essentiell durch das Design des Faserequalizers hohen Kompensationspotentials und geringer Dämpfung gegeben ist, wohingegen bei der Optischen Phasenkonjugation der Aufwand zur Vorzeichenumkehr in den Phasenkonjugator verlagert ist und sich entsprechend vom Vorzeichen der Dispersion die beiden Fasersegmente *nicht* voneinander unterscheiden. Zum weiteren Vergleich der Verfahren wollen wir daher nun diese Schlüsselkomponente näher betrachten.

#### 11.3.5.4 Technische Realisierung optischer Phasenkonjugatoren

Wie aus der Diskussion deutlich wurde, ergeben sich für die physikalische Implementation der Phasenkonjugation mehrere Anforderungen:

- Der Prozeß sollte nur auf die optische Phase des Zeitsignals wirken und für die Amplitude quasi transparent sein.
- Das Konjugieren der Phase muß in Echtzeit, instantan, d.h. ohne Zeitverzögerung erfolgen.
- Beim Konjugationsprozeß darf kein zusätzlicher (Dispersions-)Chirp generiert werden. Diese Bedingung impliziert, daß der Prozeß entweder lokal diskret erfolgen muß oder aber bei einem örtlich-verteilten Prozeß das Durchlaufen der Komponente keinen unerwünschten Chirp generiert.

- Im Hinblick auf Systemanwendungen sollte der Optische Phasenkonjugator eine zweipolige, voll-optisch transparente Komponente sein, die unmittelbar in den optischen Weg eingebracht werden kann.
- Desweiteren sollte der OPC kompakt, möglichst integriert auf einem Chip realisierbar sein.
- Schließlich sollte der OPC inhärent polarisationsunabhängig sein, um zusätzlichen technischen Aufwand etwaiger Regelungen zu vermeiden.

Sämtliche bislang in Glasfasersystemen verwendeten Optischen Phasenkonjugatoren basieren auf einer Form der bereits eingeführten Vier-Photonen-Mischung (4PM). Die spezifischen Ausführungen und die resultierenden Abweichungen von der idealen Phasenkonjugation werden in den nachfolgenden Abschnitten vorgestellt.

### Dispersionsfreie Glasfaser als Phasenkonjugator

Es ist offensichtlich, daß eine breitbandige Inversion der optischen Phase des Zeitsignals in Echtzeit nur durch gezielte Ausnutzung eines nichtlinearen Wechselwirkungsprozesses erfolgen kann. Bei der Betrachtung der faseroptischen Nichtlinearitäten in Kapitel 7.2.2.3 hatten wir bereits gesehen, daß durch die Vier-Photonen-Mischung dreier Kanäle der optischen Frequenzen  $f_1$ ,  $f_2$  und  $f_3$  eine Komponente bei der Frequenz  $f_4$  gemäß

$$f_4 = f_1 + f_2 - f_3 \quad (11.99)$$

neu generiert wird. Im besonderen zeigte sich ferner, daß bei diesem Prozeß der nichtlineare Amplitudenanteil des erzeugten Kanals durch

$$A_4 = \eta_{4PM}(\Delta\beta) \cdot A_1 A_2 A_3^* \quad (11.100)$$

beschreibbar ist und folglich proportional zur konjugiert-komplexen Amplitude des am nichtlinearen Mischprozeß beteiligten Kanals  $A_3$  bei  $f_3$  ist. Hierbei ist die Effizienz der Wechselwirkung  $\eta_{4PM}$  eine Funktion der Differenz der Ausbreitungskonstanten  $\Delta\beta$  der involvierten vier Photonen, die eine Funktion der Dispersion  $D_\lambda$  und des Frequenzabstands  $\Delta f_{ch}$  der partizipierenden Träger ist. Wie bereits erläutert, wirkt dieser Vorgang in der Glasfaser über die nichtlineare Elektronenssuszeptibilität dritter Ordnung, deren typische Zeitkonstante im Femtosekundenbereich liegt, so daß der Effekt hinsichtlich der genutzten Übertragungsraten selbst im ultra-hohen Gbit/s-Bereich noch als instantan modelliert werden kann. Prinzipiell besteht daher die Möglichkeit, das ankommende Zeitsignal  $A_3(t)$



in ein nichtlineares, phasenkonjugierendes Glasfasersegment zu speisen und durch geeignete optische Filterung die durch 4PM entstandene konjugiert-komplexe Komponente bei  $f_4$  zu selektieren. Ein genaues Replica der einfallenden Welle erhalten wir jedoch nur, falls die Kanäle bei der Frequenz  $f_1$  und  $f_2$  *unmoduliert* sind, da sich ansonsten diese unerwünschte Modulation phasenkonjugierten Signal aufprägen würde.

Während wir bislang angenommen haben, daß es sich bei den Kanälen 1 und 2 um unterschiedliche Träger handelt, verdeutlichen Gleichung (11.99) und (11.100), daß für den Prozeß der Phasenkonjugation bereits ein einziger, unmodulierter Träger ausreichend ist. Dieser Fall, in dem  $A_1 = A_2 := A_{\text{pump}}$  ist, wird als *entartete Vier-Photonen-Mischung* (engl.: *degenerated 4PM*) bezeichnet. Die Mischung reduziert sich dann auf die Wechselwirkung eines sogenannten *Pumpkanals* ( $A_{\text{pump}}$ ) mit dem eigentlichen Signalkanal  $A_3$ , der üblicherweise als *Probe*  $A_3 := A_{\text{probe}}$  bezeichnet wird, wobei zwei Photonen der optischen Pumpe mit einem Photon der Probe interagieren und ein neues Photon des konjugierten Ausgangskanals ergeben. Mit  $f_1 = f_2 := f_{\text{pump}}$ ,  $f_3 := f_{\text{probe}}$  und  $f_4 := f_{\text{OPC}}$  folgt dann aus Gleichung (11.99)

$$f_{\text{OPC}} = f_{\text{pump}} + f_{\text{pump}} - f_{\text{probe}} = 2f_{\text{pump}} - f_{\text{probe}} \quad (11.101)$$

und aus (11.100) mit  $A_4 := A_{\text{OPC}}$

$$A_{\text{OPC}} = \eta_{4\text{PM}}(\Delta\beta) \cdot A_{\text{pump}}^2 A_{\text{probe}}^* \quad (11.102)$$

Hieraus wird bereits ein wesentlicher Unterschied zur idealen Phasenkonjugation ersichtlich: Während lediglich eine Konjugation der optischen Momentanphase erwünscht ist, erfolgt zusätzlich eine Spiegelung des Frequenzspektrums um die Frequenz der optischen Pumpe. Unter Berücksichtigung dieser spezifischen physikalischen Implementation wird die in Systemmitte durchgeführte Optischen Phasenkonjugation in der Literatur stellenweise auch als *Midspan Spectral Inversion* (MSI) bezeichnet.

Zur Veranschaulichung dieser Realisierung der Phasenkonjugation, ist in Abbildung 11.26a und b die Kompensation einer dispersiven Beeinflussung der Phasen individueller Fourierkomponenten im Frequenzbereich dargestellt. Exemplarisch wollen wir davon ausgehen, daß es sich beim Sendesignal um eine harmonische Amplitudenmodulation handle, so daß sich am Sender ein aus zwei diskreten Linien bestehendes Fourierspektrum ergibt, wobei zwischen den beiden Seitenlinien eine Phasenverschiebung<sup>38</sup> von Null besteht. Die chromatische Dispersion führt nun zu einer Drehung der Phasen der einzelnen Linien, wobei sich für jede Linie eine unterschiedliche Drehgeschwindigkeit ergibt.<sup>39</sup> Vereinfachend

<sup>38</sup>im Frequenzbereich!

<sup>39</sup>siehe auch Diskussion der FM-AM-Konversion in Kapitel 5.4.3

wollen wir die linke Seitenlinie durch Annahme eines entsprechend rotierenden Koordinatensystems festhalten und lediglich die Relativrotation der rechten Seitenlinie beobachten. Nehmen wir zunächst an, daß durch Propagation auf einem Fasersegment der Länge  $L_1$  eine Drehung um  $\varphi_1$  erfolgt ist (siehe Abbildung 11.26a). Durch die entartete Vier-Photonen-Mischung erfolgen nun simultan zwei Prozesse, die wir der besseren Übersichtlichkeit wegen in zwei Teilschritte aufteilen wollen: Zum einen geschieht die Spiegelung des gesamten Signalspektrums an der unmodulierten Pumpe (engl.: Frequency-Flipping). Zum anderen vollzieht sich eine Konjugation der Phase des optischen Fourierspektrums, so daß der Winkel zwischen den beiden Seitenlinien nun  $-\varphi_1$  entspricht. Durchläuft nun dieses konjugierte Signal das zweite Fasersegment, so ergibt sich bei einer vom Vorzeichen und Betrag identischen Gesamtdispersion beider Fasersegmente (vgl. Forderung (11.98)) wiederum die Ausgangssituation (siehe Abbildung 11.26b).

Um Mißverständnissen vorzubeugen, wollen wir abschließend in dem eingeführten Frequenzbereichsmodell noch einen Spezialfall betrachten. Verlängern wir die Länge der Faserstrecke  $L_1$  gerade so, daß sich eine relative Phasendifferenz von Null im Fourierspektrum zwischen den beiden Seitenlinien ergibt. Im Zeitbereich entspricht dies gerade der Länge, bei der die Dispersion die eingespeiste Amplitudenmodulation vollständig in eine Frequenzmodulation konvertiert hat. Führen wir nun im Frequenzbereich die Inversion und Phasenkonjugation durch, so ergibt sich vor und nach Phasenkonjugation ein Relativwinkel von  $+\pi$  respektive  $-\pi$ . Dieser Wechsel wird jedoch aus der Frequenzdarstellung nicht ersichtlich, so daß es sich hier um einen Sonderfall handelt, bei dem der letzte der zwei simultan vollzogen Teilschritte des Prozesses nicht ausdrücklich zu erkennen ist.

Zur weiteren Diskussion der Konzepte ist in Abbildung 11.26a und c ferner die Kompensation durch Faseroptisches Dispersionsmanagement im Frequenzbereich visualisiert. Hierbei erfolgt auf dem zweiten Segment, bei unverändertem Spektrum, durch die Vorzeichenänderung der Dispersion ein Rückspulen des gedrehten Phasenzeigers auf seine ursprüngliche Position, falls Bedingung (11.88) erfüllt ist. Aus dem Vergleich von 11.26b und c wird die bereits erwähnte Ähnlichkeit der Optischen Phasenkonjugation und des Faseroptischen Dispersionsmanagements besonders deutlich. Dennoch ergeben sich hinsichtlich der technischen Realisierung und mithin auch aus wirtschaftlicher Sicht einige wesentliche Unterschiede: So erfolgt die Dispersionsakkomodation beim Management durch passive Faserequalizer, wohingegen die nichtlineare Phasenkonjugation neben dem aktiven Phasenkonjugator an sich noch den Einsatz zusätzlicher Hochleistungsverstärker zur Erreichung der hohen Leistungspegel bedingt. Die beim Faserequalizer auftretenden Verluste können bei entsprechend geringer Dämpfung durch geringfügige Erhöhung der Verstärkung des vorgeschalteten Erbium-Faserverstärkers überwunden werden. Zudem ist die Kompensationsbandbreite beim Dispersionsmanagement ausschließlich durch die





der effektiv wirksamen Dispersion zwischen den beiden Segmenten. Die Frequenzdifferenz zwischen Pumpe und Signalmittenfrequenz beträgt üblicherweise einige Nanometer (2 nm - 3 nm), so daß sich ein effektiver Wellenlängenversatz von bis zu  $\Delta\lambda_{\text{OPC}} \approx 6$  nm ergibt. Wird nun das konvertierte Signal in ein identisches Fasersegment mit von Null verschiedener Dispersion zweiter Ordnung  $dD/d\lambda$  gespeist, so kann die Bedingung optimaler Kompensation (11.98) bei zwei Segmenten mit identischen Dispersionskoeffizienten wie folgt umgeschrieben werden

$$\beta_{2,1} \cdot L_1 \stackrel{!}{=} \beta_{2,2} \cdot L_2 = L_2 \cdot \left\{ \beta_{2,1} \pm \frac{dD_\lambda}{d\lambda} \cdot \Delta\lambda_{\text{OPC}} \right\}. \quad (11.103)$$

Hierbei ist das spezifische Vorzeichen davon abhängig, ob eine Frequenzheraufsetzung oder eine -herabsetzung (engl.: Up-/Down-Conversion) erfolgt. Üblicherweise wird das Signal in der Frequenz heraufgesetzt und folglich in der Wellenlänge herabkonvertiert, so daß es zu einer lokal geringeren wirksamen Dispersion auf dem zweiten Segment kommt. Um den entgegenzuwirken, bieten sich prinzipiell drei Alternativen an:

- die Reduktion des Frequenzabstands zwischen Signalträger und Pumpe,
- die Verwendung von Fasern (betragsmäßig) verschiedener Dispersion und
- die Justierung der Faserlängen zur Erfüllung der Gleichung (11.103).

Der geringstmögliche Konversionsabstand  $\Delta\lambda_{\text{OPC}}$  ist entscheidend durch das Kriterium der Separierbarkeit des konjugiert-komplexen Ausgangssignals von den unerwünschten eingespeisten Frequenzanteilen gegeben und wird durch die Trennschärfe der zur Verfügung stehenden optischen Filter determiniert. Als absolute untere Grenze bei optimaler Filterung wird der Frequenzabstand näherungsweise das 2... 3-fache der Datenrate des zu konvertierenden Kanals betragen müssen. Dabei werden jedoch die technischen Anforderungen an die Filter extrem erhöht, was vom ökonomischen Gesichtspunkt aus wenig sinnvoll erscheint. Ebenso begrenzt praktikabel ist eine Anpassung der dispersiven, zu kompensierenden Glasfasercharakteristik an die spezifische Implementation des Konjugationsprozesses, insbesondere da die zu kompensierenden Standardglasfasern ja bereits verlegt sind.

Mithin ist zum Ausgleich der durch den Konversionsprozeß hervorgerufenen Dispersionsdifferenzen eine Längenanpassung eines der beiden Glasfasersegmente die einzig sinnvolle Alternative. Dies hat zur Folge, daß der OPC je nach spezifischer Konfiguration aus der Mitte des Übertragungsweges verschoben werden muß. Bei Systemen im Bereich von einigen hundert km beträgt die erforderliche Korrektur näherungsweise einige wenige km.



Die erforderliche Genauigkeit wird bestimmt durch die maximal zulässige Restdispersion und nimmt folglich bei Erhöhung der Datenrate quadratisch zu <sup>40</sup>.

Aus zwei Gründen ist für den faseroptischen Phasenkonjugator eine *dispersionsverschobene* (DS-)Glasfaser an Stelle einer hoch-dispersiven Faser zu verwenden: Zum einen wird dadurch der Aufbau eines Dispersionschirps während des örtlich-verteilten Konjugationsprozesses vermieden. Zum anderen besteht zwischen dem Wirkungsgrad der Phasenkonjugation  $\eta_{4PM}$ , der Dispersionskonstanten  $D_{\lambda, OPC}$  und der Länge der verwendeten Glasfaser OPC die Proportionalität <sup>41</sup>

$$\eta_{4PM} \propto \frac{\sin \{ D_{\lambda, OPC} \Delta f_{\text{pump-probe}}^2 \cdot L_{OPC} \}}{D_{\lambda, 1, 2} \Delta f_{\text{pump-probe}}^2}, \quad (11.104)$$

wobei  $\Delta f_{\text{pump-probe}}$  der Frequenzabstand zwischen Pump- und Probekanal ist und wir bei der obigen Identität die Faserdämpfung des Phasenkonjugators  $\alpha_{OPC}$  vernachlässigt haben. Hieraus wird ersichtlich, daß für nicht-vernachlässigbare Dispersion im Konjugator ein von Null verschiedener Frequenzabstand zwischen der optischen Pumpe und dem Signal zu einer Minderung der Konversionseffizienz führt. Wird jedoch eine DS-Faser als Phasenkonjugator verwendet, so gilt in dem zur Konversion technisch nutzbaren Frequenzbereich näherungsweise  $D_{\lambda, OPC} \approx 0$ . Mit der Regel von Hopital folgt dann aus (11.104)

$$\eta_{4PM, DSF} \propto L_{OPC}, \quad (11.105)$$

wonach die Amplitude des konvertierten Signals unmittelbar zur Länge der phasenkonjugierenden Faser proportional ist. Bei der Herleitung der Beziehung (11.105) wurde jedoch implizit vorausgesetzt, daß die interagierenden Pump- und Signalkanäle lediglich eine vernachlässigbare Leistungsschwächung erfahren, so daß die mit zunehmender OPC-Länge  $L_{OPC}$  einsetzende Dämpfung der optischen Pumpleistung nicht zu berücksichtigen ist. Diese führt zum einen zu einer Begrenzung der Wechselwirkungseffizienz, zum anderen wird jedoch auch offensichtlich, daß zur Realisierung einer hohen Konversionseffizienz eine entsprechend große Faserlänge notwendig ist, was zu einer Degradation des Rauschverhaltens führt. Üblicherweise beträgt die Länge der in praxi eingesetzten DS-Glasfaser ungefähr  $L_{OPC} \approx 20$  km, womit sich Signalkonversionseffizienten von etwa -20 dB erreichen lassen. Dies bedingt den zusätzlichen Einsatz optischer Nachverstärker, so daß wir zusammenfassend für den *faseroptischen OPC* die in Abbildung 11.27 gezeigte Konfiguration erhalten.

<sup>40</sup>siehe lineare Dispersionsgrenzen in Kapitel 5.5

<sup>41</sup>siehe auch Kapitel 13

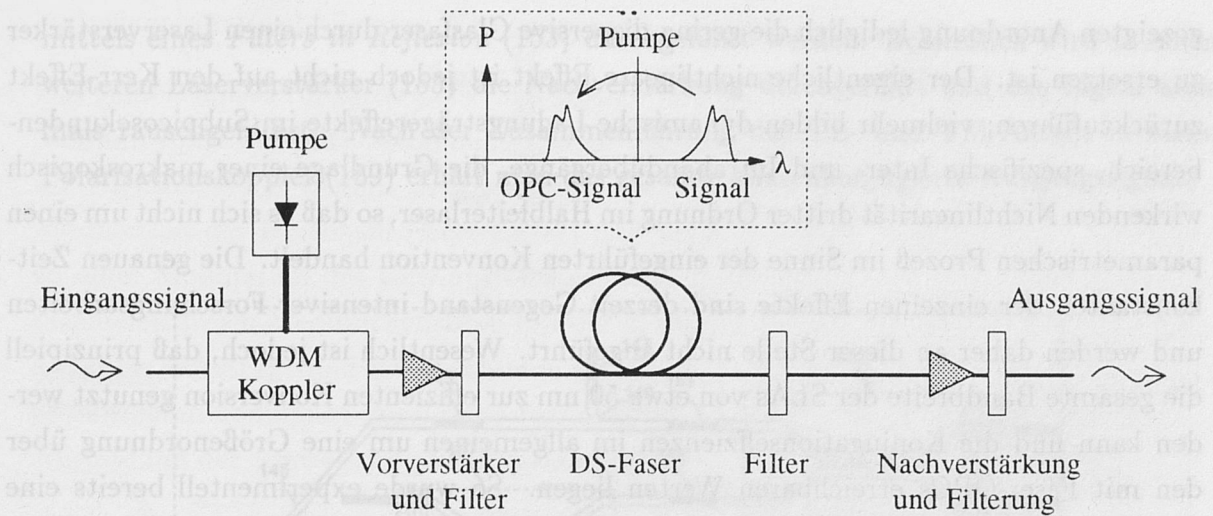


Abbildung 11.27: Konfiguration des Faseroptischen Phasenkonjugators

Zur Erreichung einer hohen Pumpleistung ist es bei den derzeit erhältlichen Laserdioden noch erforderlich, eine optische Verstärkung der Pumpe vorzunehmen. In einem Wellenlängenkoppler erfolgt die additive Überlagerung des unmodulierten Pumpträgers mit dem informationstragenden Signal. In dem anschließenden dispersionsverschobenen Glasfasersegment findet die Vier-Photonen-Mischung und folglich auch die Generation des phasenkonjugierten Signals statt. Mit Hilfe eines ersten optischen Filters kann nun die gewünschte Spektralkomponente selektiert werden. Zum Ausgleich der im Konversionsprozeß erfahrenen Dämpfung wird nun ein weiterer optischer Verstärker eingesetzt. Die Maximierung des ausgangsseitigen Signal-Rauschabstands bedingt abschließend noch den Einsatz eines zweiten optischen Filters, zur Unterdrückung des spontanen Emissionsrauschens des letzten Verstärkers.

Obgleich der gezeigte Aufbau nun eine Vielzahl der geforderten Kriterien erfüllt und sich auch relativ kompakt realisieren läßt, ist jedoch eine integrierte Implementation auf einem Chip prinzipiell bei Einsatz von faseroptischen Konjugatoren nicht möglich. Ferner ist die nutzbare Bandbreite auch in der dispersionsverschobenen Glasfaser durch die Dispersion zweiter Ordnung auf unter 10 nm begrenzt. Abhilfe schafft hier der Übergang zum Halbleiterlaserdiodenverstärker als nichtlinearer Phasenkonjugator, den wir im folgenden betrachten wollen.

### Halbleiterlaserdiodenverstärker als Phasenkonjugator

Physikalisch läßt sich der eigentliche Konjugationsprozeß auch beim Halbleiterlaserdiodenverstärker-OPC phänomenologisch durch einen Vier-Photonen-Mischprozeß modellieren und auch die prinzipielle Konfiguration ist dieselbe, so daß in der in Abbildung 11.27



gezeigten Anordnung lediglich die gering-dispersive Glasfaser durch einen Laserverstärker zu ersetzen ist. Der eigentliche nichtlineare Effekt ist jedoch nicht auf den Kerr-Effekt zurückzuführen; vielmehr bilden dynamische Ladungsträgereffekte im Subpicosekundenbereich, spezifische Inter- und Intrabandübergänge, die Grundlage einer makroskopisch wirkenden Nichtlinearität dritter Ordnung im Halbleiterlaser, so daß es sich nicht um einen parametrischen Prozeß im Sinne der eingeführten Konvention handelt. Die genauen Zeitkonstanten der einzelnen Effekte sind derzeit Gegenstand intensiver Forschungsarbeiten und werden daher an dieser Stelle nicht angeführt. Wesentlich ist jedoch, daß prinzipiell die gesamte Bandbreite der SLAs von etwa 50 nm zur effizienten Konversion genutzt werden kann und die Konjugationseffizienzen im allgemeinen um eine Größenordnung über den mit Faser-OPCs erreichbaren Werten liegen. So wurde experimentell bereits eine Effizienz von  $\eta_{\text{SLA}} \approx -12.5$  dB realisiert, wobei bereits 11 dB durch die Koppelverluste zwischen Glasfaser und Laserverstärker verursacht waren, so daß die eigentlich Effizienz des Konjugationsprozesses bei etwa -1.5 dB lag [117].

Die nachfolgende Tabelle vergleicht nochmals die wesentlichen Charakteristiken der DS- und SLA-OPCs.

Faser-OPC	SLA-OPC
Kerr-Effekt	dynamische Ladungsträgereffekte
100 Gbit/s-Betrieb möglich	100 Gbit/s-Betrieb möglich
nicht integrierbar	potentiell integrierbar
Bandbreite $\approx 6 \dots 10$ nm (je nach Faserdesign)	Bandbreite 10-20 nm
Konjugationseffizienz $\approx -20$ dB	Effizienz $\approx 0 \dots -2$ dB
Koppelverluste nahezu Null	Ankoppelverluste $\approx -5 \dots -12$ dB

Häufig wird die leichte Integrierbarkeit des SLA-OPCs inklusive der Pumpquellen, Verstärker und Filter auf einem Chip als wesentlicher Vorteil genannt. Die praktische Realisation einer solchen integrierten OPC-Komponente ist jedoch im Detail technologisch nicht trivial (siehe Abbildung 11.28): Zunächst ist eine Trennung der TE- und TM-Polarisationen in Polarisationssteiler (144) notwendig. In einem transmissiven Filter (143) erfolgt dann eine erste Rauschfilterung. Dieses Filter kann beispielsweise als ein *Vertical-Grating Assisted Filter* realisiert sein, bei welchem durch Mithilfe eines spezifischen Gitters bei der Signalwellenlänge ein Überkoppeln in einen Wellenleiter in anderer Schicht der Chipstruktur ermöglicht wird.<sup>42</sup> Anschließend wird im WDM-Koppler (149) die optische Pumpquelle (147) dem Signal überlagert und in den SLA-OPC (151) gespeist. Das phasenkonjugierte Signal muß dann aus den übrigen Spektralkomponenten selektiert werden und vom additiven Breitbandrauschen getrennt werden. Dies kann vorzugsweise

<sup>42</sup>die ausführliche Diskussion dieses Filtertyps findet sich in citeGrating

mittels eines *Filters in Reflexion* (153) durchgeführt werden. Schließlich wird in einem weiteren Laserverstärker (155) die Nachverstärkung durchgeführt und das Signal abermals rauschgefiltert. Nach der Zusammenführung des TE- und TM-Anteils in einem Polarisationskoppler (159) erhält man das gesamte phasenkonjugierte Ausgangssignal.

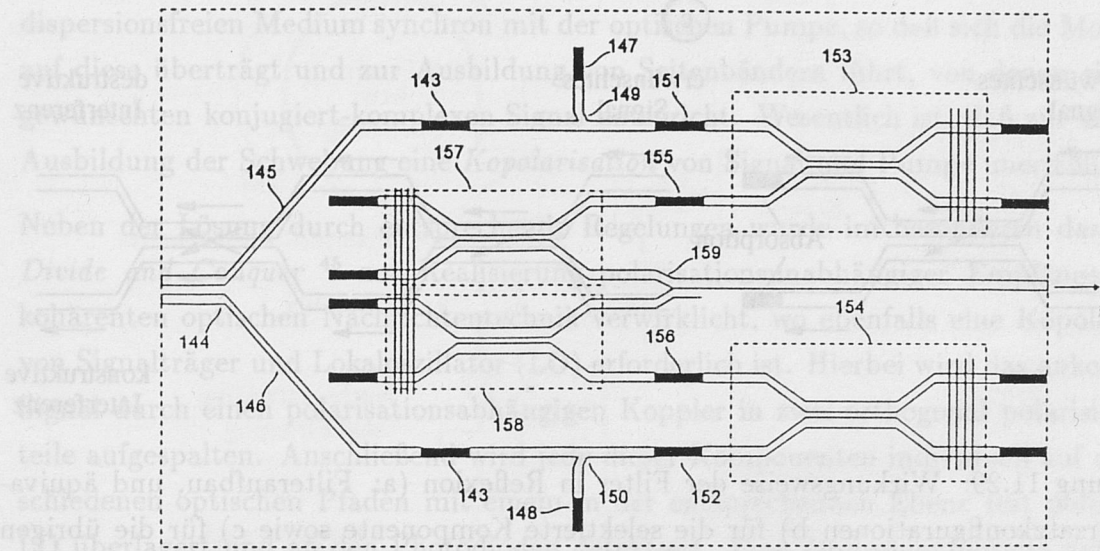


Abbildung 11.28: Prinzipbild eines integrierten Halbleiterlaserverstärker-Phasenkonjugators mit Polarisationsteilung

Zum besseren Verständnis ist die Funktionsweise der Filter in Reflexion in Abbildung 11.29 veranschaulicht: Das eingespeiste optische Signal wird über einen ersten Arm eines 3dB-Kopplers einem in das Filter eingeschriebenen Gitter (engl: Grating) zugeführt. Für die unerwünschten Frequenzanteile verhält sich dieses Gitter transparent, so daß diese Komponenten in den nachgeschalteten Wellensümpfen absorbiert werden (siehe Abbildung 11.29b). In einem schmalen Paßbandbereich erfolgt jedoch am Grating vollständige Reflexion, so daß das zu selektierende Signal zurück zum Koppler propagiert und dort gänzlich in den zweiten Arm des 3 dB-Kopplers überführt wird. Die Wirkungsweise des Filters in Reflexion kann hinsichtlich dieser erwünschten Frequenzanteile leicht erklärt werden, wenn man bedenkt, daß das Gitter zu einer virtuellen Verlängerung (Spiegelung) der Anordnung führt (siehe Abbildung 11.29c).

Da im Optischen Phasenkonjugator zwei dieser Filter erforderlich sind, bedingt dies die in Abbildung 11.28 gezeigte *Serpentenstruktur*, wodurch die technologische Realisierung zwar nicht unmöglich, aber dennoch sehr anspruchsvoll wird. Berücksichtigt man, daß der OPC im Gegensatz zum integriert-optischen kohärenten Empfangsmodul vom Absatz-



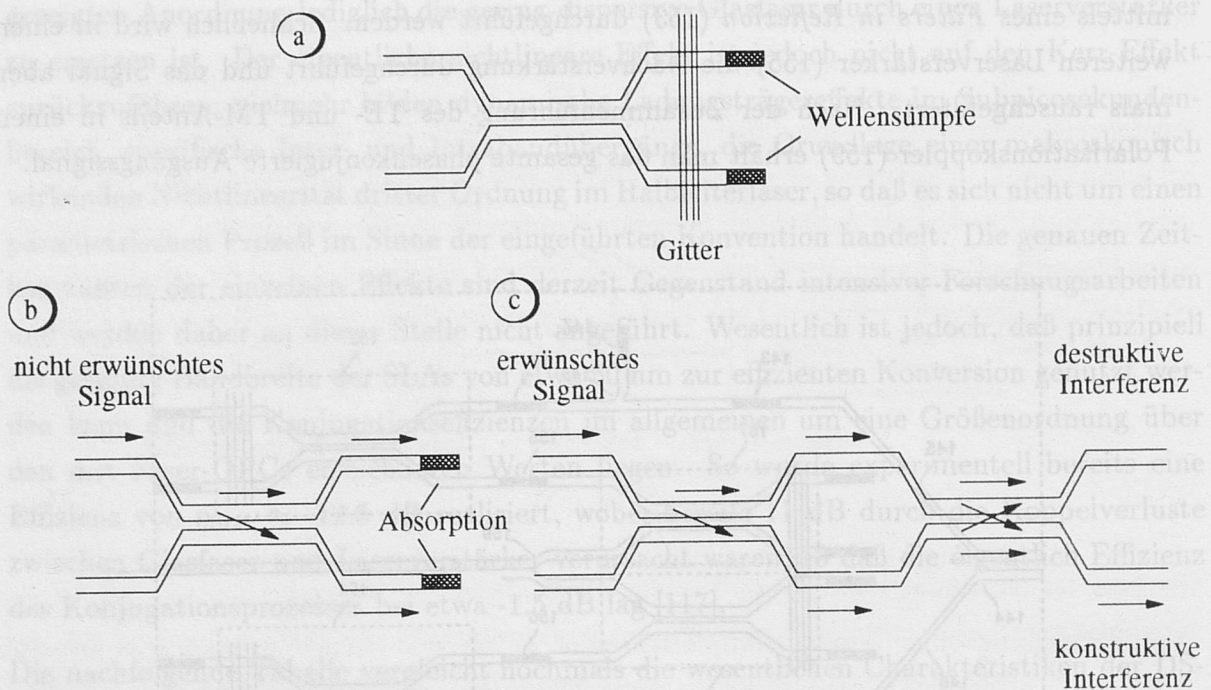


Abbildung 11.29: Wirkungsweise der Filter in Reflexion (a: Filteraufbau, und äquivalente Ersatzkonfigurationen b) für die selektierte Komponente sowie c) für die übrigen Spektralanteile)

markt betrachtet sicherlich *keine* potentielle Massenkomponekte darstellt<sup>43</sup>, so stellt sich die Frage, ob der Einsatz eines integrierten SLA-OPCs gegenüber einer Bulk-optischen<sup>44</sup> wirklich vorteilhaft ist.

Wie aus der oben gezeigten integrierten Anordnung ersichtlich wird, erhöht sich der technologische Aufwand erheblich durch die notwendige Polarisierungsteilung. Diese wird erforderlich, da der Prozeß der Vier-Photonen-Mischung bei einer Pumpquelle inhärent polarisationsabhängig ist und entsprechend einer etwaigen Regelung oder aber der dargestellten Trennung bedingen. Um die gestellte Forderung der Polarisationsunabhängigkeit zu erfüllen, wurden in der Literatur kürzlich jedoch mehrere geschickte Alternativlösungen vorgestellt, die den technologischen Aufwand erheblich minimieren. Diese Konzepte wollen wir nun betrachten.

<sup>43</sup>Wie der aufmerksame Leser sicherlich bereits erkannt hat, empfiehlt sich bereits aus wirtschaftlichen Überlegungen bei der Phasenkongruenz *nicht* die Kompensation am Orte eines jeden Verstärkers; vielmehr wird der OPC in der Mitte von Punkt-zu-Punkt-Verbindungen, beispielsweise im Overlaynetz oder bei Weitverkehrsverbindungen Anwendung finden (siehe auch Kapitel 2.1)

<sup>44</sup>Bulk-optisch: mit diskreten Komponenten realisiert, nicht integriert

### Polarisationsunabhängige Konjugatoren

Das gemeinsame Propagieren des Signalkanals und des Pumpkanals durch das nichtlineare Medium führt zu einer Schwebung gemäß der Differenzfrequenz beider Träger. Durch die Nichtlinearität kommt es dann beim faseroptischen OPC zu einer entsprechenden Modulation der Brechzahl (Kerr-Effekt) und beim SLA-OPC makroskopisch betrachtet zu einer Modulation des Gewinns. Dieses Modulationsgitter propagiert nun im (quasi)-dispersionsfreien Medium synchron mit der optischen Pumpe, so daß sich die Modulation auf diese überträgt und zur Ausbildung von Seitenbändern führt, von denen eines dem gewünschten konjugiert-komplexen Signal entspricht. Wesentlich ist, daß zur effizienten Ausbildung der Schwebung eine *Kopolarisation* von Signal und Pumpe unerlässlich ist.

Neben der Lösung durch entsprechende Regelungen wurde im besonderen das Prinzip *Divide and Conquer* <sup>45</sup> zur Realisierung polarisationsunabhängiger Empfänger in der kohärenten optischen Nachrichtentechnik verwirklicht, wo ebenfalls eine Kopolarisation von Signalträger und Lokaloszillator (LO) erforderlich ist. Hierbei wird das ankommende Signal durch einen polarisationsabhängigen Koppler in zwei orthogonal polarisierte Anteile aufgespalten. Anschließend wird jede dieser Komponenten individuell auf zwei verschiedenen optischen Pfaden mit einem in der entsprechenden Ebene fest polarisierten LO überlagert und an den Photodioden detektiert. Eine Zusammenführung der Signale erfolgt erst anschließend wieder elektrischen ZF-Bereich.

Vorgeprägt durch derartige Ansätze, lag es zunächst nahe, dieses Prinzip auch zur Lösung der Polarisationsproblematiken bei der Optischen Phasenkonjugatoren anzuwenden. Dies führt beispielsweise zu der in Abbildung 11.30 gezeigten Anordnung. Ein wesentliches Problem einer hybriden, nicht-integrierten Aufbauweise resultiert jedoch daraus, daß eine ausgangsseitige Zusammenführung der beiden individuell konjugierten Polarisationsanteile nicht im elektrischen Bereich sondern vielmehr im optischen Frequenzbereich erfolgen muß. Folglich ergeben sich extreme Anforderungen an die relative Weglängendifferenz der beiden optischen Pfade, die einen Bruchteil der optischen Wellenlänge nicht überschreiten darf. Dies impliziert eine integriert-optische Realisierung und folglich die Verwendung von SLA-OPCs mit den im vorigen Abschnitt ausführlich erläuterten Schwierigkeiten.

In dem Bestreben, eine Anordnung zu entwickeln, die eine Trennung der beiden orthogonalen Polarisationskomponenten und mithin eine individuelle Konjugation ermöglicht, gleichsam jedoch die Identität der optischen Pfade inhärent garantiert, gelangt man zu der in Abbildung 11.30 gezeigten *optischen Ringstruktur*. Eine identische Anordnung wurde in [118] zur Wellenlängenumsetzung (ohne Phasenkonjugation) eingesetzt. Hierbei wird dem eintreffenden Signal zunächst ein unter 45°-polarisierter optischer Pumpträger in einem

---

<sup>45</sup>Divide and Conquer (engl.): Trennen und Siegen (römische Schlachtstrategie)



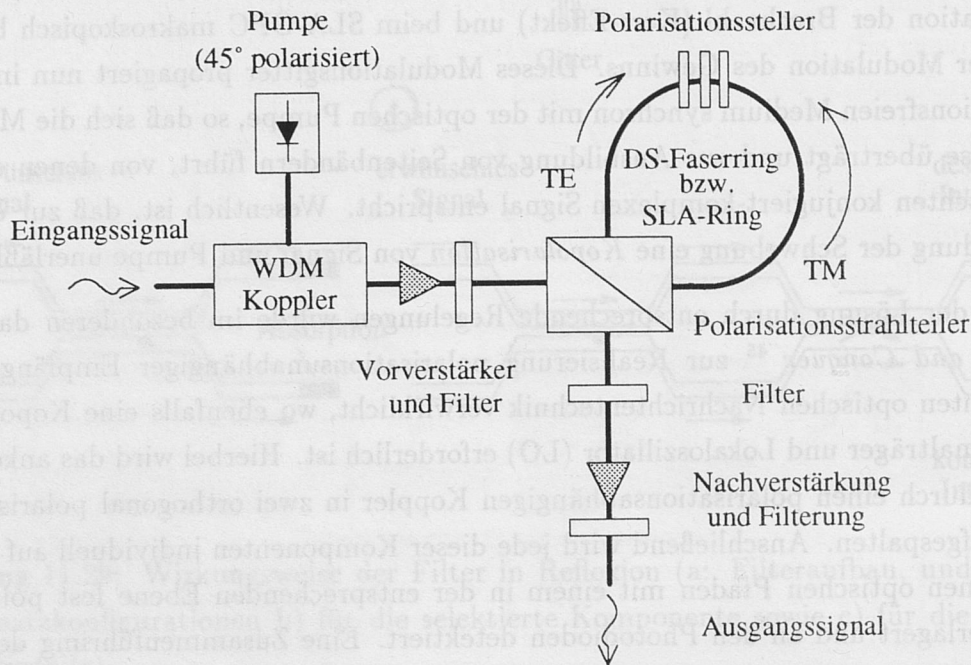


Abbildung 11.30: Ringstruktur als polarisationsunabhängiger Phasenkonjugator

WDM-Koppler überlagert. Anschließend spaltet ein polarisationsabhängiger Strahlteiler das Gesamtfeld in zwei orthogonale Anteile auf, die in entgegengesetzter Richtung das nichtlineare optische Medium durchlaufen. Durch die 45°-Ausrichtung der Pumpe wird garantiert, daß beide Anteile mit derselben Effizienz konjugiert werden. Die unterschiedliche Propagationsrichtung führt zu einer *virtuelle Trennung der optischen Pfade*. Zugleich wird jedoch derselbe Ring durchlaufen, so daß sich effektiv eine Weglängendifferenz von Null ergibt. Ausgangsseitig treffen dann die Signale wieder auf den Polarisationsteiler. Anschließend erfolgt die Selektion, Verstärkung und ASE-Rauschfilterung.

Um sicherzustellen, daß das resultierende überlagerte Signal den Teiler in der richtigen Richtung verläßt, ist bei Verwendung eines Faser-OPC im Ring ein Polarisationssteller zu verwenden, falls nicht polarisationserhaltende Faser zum Aufbau des Rings verwendet wird. Dies ist zwar zum Laboraufbau zweckmäßig, für den praktischen Feldeinsatz jedoch nicht sinnvoll.

Alternativ hierzu bietet sich die Verwendung eines integriert-optischen Ringlasers als nichtlinear aktives Medium an, bei welchem durch geeignetes Design auf die ausgangseitige Polarisation Einfluß genommen werden kann. Dennoch ergeben sich auch hier Schwierigkeiten durch Reflexionen an den Übergängen zwischen Laser und Polarisations-teiler, die zu einer erheblichen Reduktion der Bandbreite und damit im Extremfall auch zu Signalverzerrungen führen können.

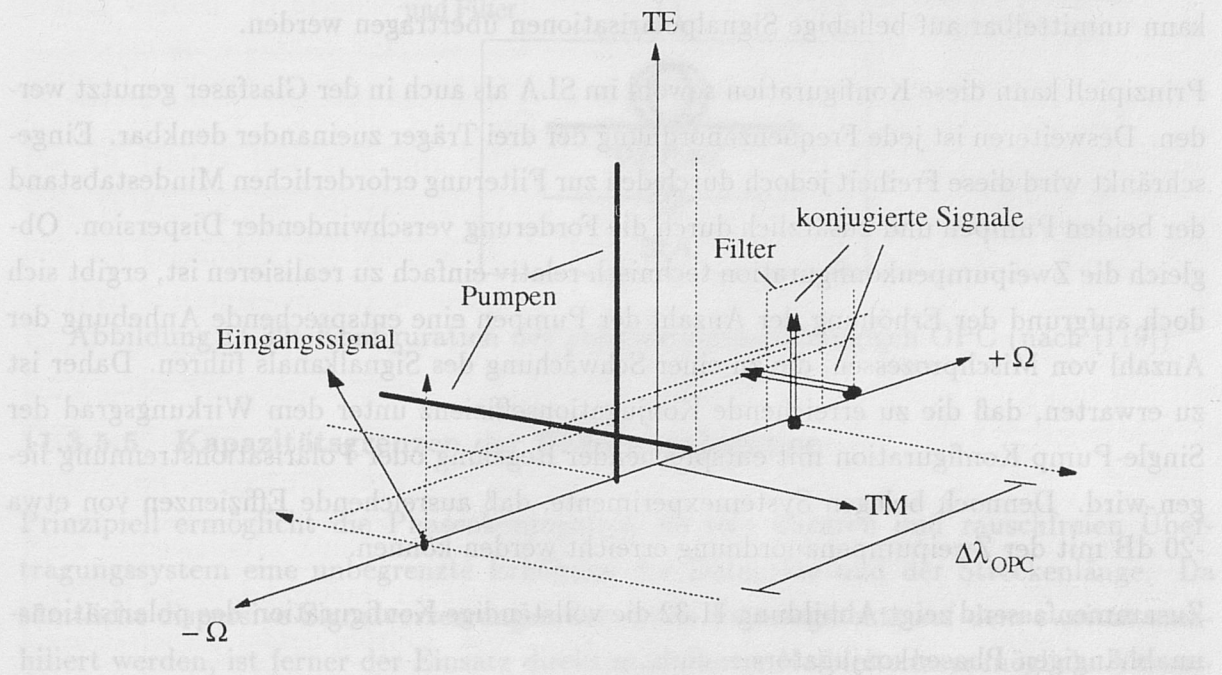


Abbildung 11.31: Polarisationsunabhängige Phasenkonjugation durch Verwendung zweier orthogonal polarisierter Pumpquellen

Die oben genannten Probleme lassen sich jedoch auf einfache Weise elegant umgehen, wenn man sich von der Implementation des *Divide and Conquer*-Gedanken gänzlich löst und stattdessen die physikalischen Eigenschaften des nichtlinearen Vier-Photonen-Prozesses ausnutzt. Wie oben erläutert, ist eine Kopolarisation von Signal und Pumpe für die Ausbildung einer Schwebung und damit zur Erzeugung eines Gitters unerlässlich. Ist ein solches Gitter jedoch einmal generiert, so wird jede optische Welle *beliebiger* Polarisation mit derselben Effizienz in der Phase beeinflusst. Dadurch ist es bei Verwendung zweier, zueinander *orthogonal polarisierter optischer Pumpen* möglich, Signale arbiträrer Polarisation ungestört zu konjugieren, ohne daß eine eigentliche Trennung der optischen Wege



notwendig ist. Dieses Konzept wurde von Jopson vorgeschlagen und erfolgreich experimentell verifiziert [119].

Die Funktionsweise einer derartigen *Zweipumpenanordnung* (engl.: Dual-Pump Configuration) verdeutlicht Abbildung 11.31. Nehmen wir exemplarisch an, das Signal habe eine Polarisation von  $45^\circ$ . Der zur Pumpe 1 kopolarisierte Anteil wird dann zur Ausbildung einer Schwebung führen, die sowohl auf die Pumpe 1 als auch auf die orthogonale Pumpe 2 wirkt. Entsprechend führt auch der durch den zur Pumpe 2 kopolarisierten Signalanteil zur Generation neuer Frequenzkomponenten. Wie aus Abbildung 11.31 ersichtlich, entstehen bei diesen Mischprozessen eine Vielzahl neuer Frequenzanteile, im besonderen auch ein vollständiges konjugiert-komplexes Replica des Signals. Diese Argumentation kann unmittelbar auf beliebige Signalpolarisationen übertragen werden.

Prinzipiell kann diese Konfiguration sowohl im SLA als auch in der Glasfaser genutzt werden. Desweiteren ist jede Frequenzanordnung der drei Träger zueinander denkbar. Eingeschränkt wird diese Freiheit jedoch durch den zur Filterung erforderlichen Mindestabstand der beiden Pumpen und zusätzlich durch die Forderung verschwindender Dispersion. Obgleich die Zweipumpenkonfiguration technisch relativ einfach zu realisieren ist, ergibt sich doch aufgrund der Erhöhung der Anzahl der Pumpen eine entsprechende Anhebung der Anzahl von Mischprozessen, die zu einer Schwächung des Signalkanals führen. Daher ist zu erwarten, daß die zu erreichende Konjugationseffizienz unter dem Wirkungsgrad der Single-Pump Konfiguration mit entsprechender Regelung oder Polarisationstrennung liegen wird. Dennoch belegen Systemexperimente, daß ausreichende Effizienzen von etwa -20 dB mit der Zweipumpenanordnung erreicht werden können.

Zusammenfassend zeigt Abbildung 11.32 die vollständige Konfiguration des polarisationsunabhängigen Phasenkonjugators.

Wie aus Abbildung 11.32 ersichtlich, ergeben sich ausgangsseitig bei der Dual-Pump-Configuration zwei konjugierte vollständige Signale, deren Polarisationen mit denen der beiden Träger übereinstimmen. Strenggenommen gilt dies jedoch nur, falls die vermittelnde Suszeptibilität des nichtlinearen Mediums rein reell ist. In der Glasfaser ist dies, wie ausführlich erläutert, in sehr guter Näherung der Fall. Beim Halbleiterlaserverstärker werden hingegen zur Erzeugung nichtlinearer Vorgänge gezielt Resonanzeffekte ausgenutzt. Mithin wird die nichtlineare Suszeptibilität hier im allgemeinen komplex sein und folglich die den Konjugator verlassende Signalpolarisation auch bei linearer Polarisation des Eingangssignals und der beiden Pumpen elliptisch. Im besonderen kann es dadurch zu Beeinträchtigungen der Kompensationseffizienz in Langstreckensystemen kommen, da in diesem Fall die spezifischen Ausbreitungseigenschaften entscheidend von der Signalpolarisation bestimmt werden.

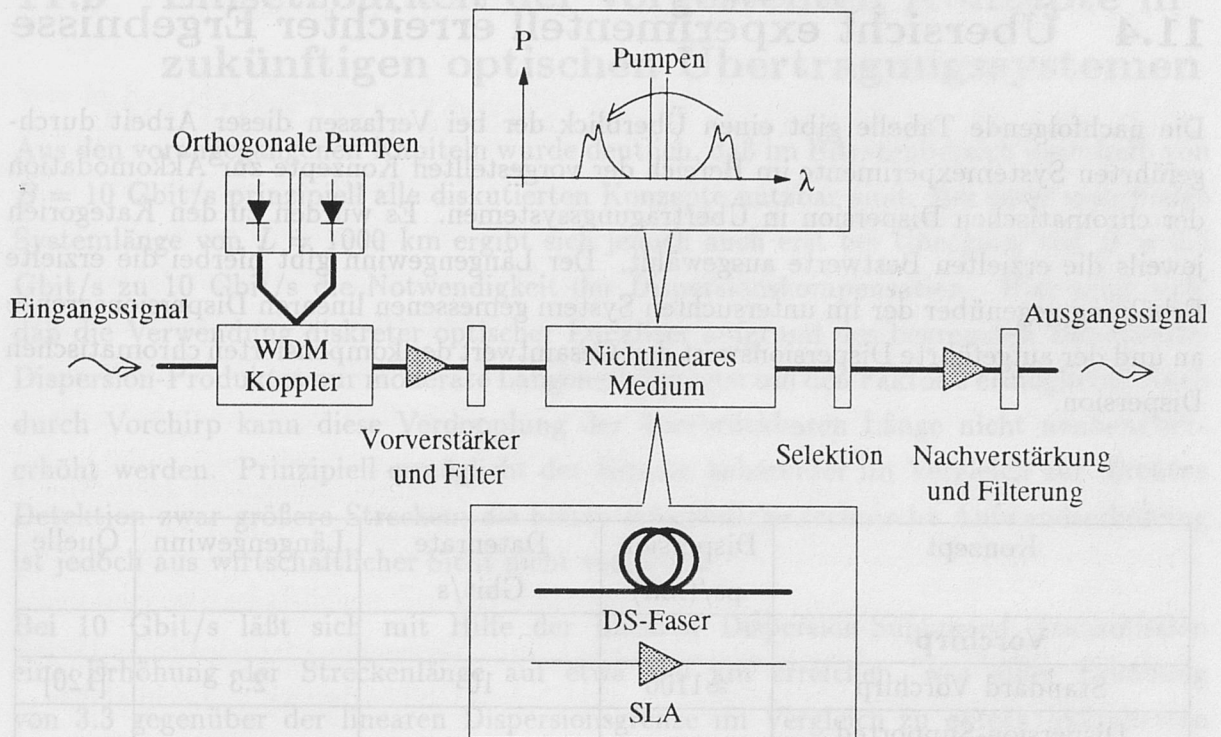


Abbildung 11.32: Konfiguration des polarisationsunabhängigen OPC (nach [119])

#### 11.3.5.5 Kapazitätsgrenzen der Phasenkonjugation

Prinzipiell ermöglicht die Phasenkonjugation im rein linearen und rauschfreien Übertragungssystem eine unbegrenzte Erhöhung der Datenrate und der Streckenlänge. Da sämtliche dispersive Signalverzerrungen des ersten Fasersegments auf dem zweiten annulliert werden, ist ferner der Einsatz direkt-modulierter Halbleiterlaser möglich. Voraussetzung hierfür ist allerdings eine ausreichende Konversionsbandbreite und Effizienz der Phasenkonjugation, die jedoch, zumindest im Falle extern modulierter optischer Quellen, selbst bei ultra-hohen Datenraten von 100 Gbit/s realisierbar sein müßten. Ferner ist bei Einsatz von Faserkonjugatoren die verbleibende Residualdispersion gegebenenfalls zu kompensieren. Störungen, die durch Rauschen verursacht sind, können jedoch nicht durch Optische Phasenkonjugation unterdrückt werden, so daß es bei extrem hohen Verstärkerabständen oberhalb von  $\Delta_{OA}=100$  km zu uneffizienter Kompensation kommen kann. Derartig hohe Abstände sind jedoch im ultra-hohen Bitratenbereich aufgrund der Signal-Rauschanforderungen nach den Ausführungen in Kapitel 6.5 ohnehin nicht tolerierbar. Schließlich verbleibt der Einfluß faseroptischer Nichtlinearitäten neben der Begrenzung durch Dispersion höherer Ordnung als Begrenzung der Performance Optischer Phasenkonjugation. Die ausführliche Diskussion des nichtlinearen, rauschbehafteten Verhaltens dieses Konzepts erfolgt in Kapitel 12.4.



# 11.4 Übersicht experimentell erreichter Ergebnisse

Die nachfolgende Tabelle gibt einen Überblick der bei Verfassen dieser Arbeit durchgeführten Systemexperimente im Bereich der vorgestellten Konzepte zur Akkomodation der chromatischen Dispersion in Übertragungssystemen. Es wurden zu den Kategorien jeweils die erzielten Bestwerte ausgewählt. Der Längengewinn gibt hierbei die erzielte Erhöhung gegenüber der im untersuchten System gemessenen linearen Dispersionsgrenze an und der aufgeführte Dispersionswert den Gesamtwert der kompensierten chromatischen Dispersion.

Konzept	Dispersion ps/(nm)	Datenrate Gbit/s	Längengewinn	Quelle
<b>Vorchirp</b>				
Standard Vorchirp	≈1100	10	2.3	[120]
Dispersion-Supported Transmission	≈2400	10	2.5	[121]
<b>Basisbandkompensation</b>				
kohärent (ZF)	≈2400	10	2.5	[122]
direkt	≈2400	8	1.6	[123]
<b>Voll-optisch</b>				
Equalizerkomponenten				
Fabry-Perot	≈2100	8	1.4	[124]
Faseroptisch				
Ausnutzung höherer Moden	≈800	2.5 (RZ!)	≫2	[125]
Dispersionsmanagement (Faserequalizer)	≈1300	40 (RZ!)	≫2	[126]
Optische Phasenkonjugation				
SLA-OPC	≈1600	2.5	≫2 (Chirp!)	[117]
DS-Faser-OPC	≈800	100 (6.2 ps RZ)	≫2	[127]

Es sei darauf hingewiesen, daß die Realisierung eines Bitfehlerraten-Floors deutlich unterhalb von BER=10<sup>-9</sup> eine wesentliche Voraussetzung des sinnvollen praktischen Systemsatzes ist. Mithin blieben Experimente, die dieses Kriterium nicht erfüllten, bei der Erstellung obiger Tabelle unberücksichtigt.

## 11.5 Einsetzbarkeit der vorgestellten Konzepte in zukünftigen optischen Übertragungssystemen

Aus den vorangegangenen Kapiteln wurde deutlich, daß im Bitratenbereich unterhalb von  $B = 10$  Gbit/s prinzipiell alle diskutierten Konzepte nutzbar sind. Bei einer maximalen Systemlänge von  $L = 1000$  km ergibt sich jedoch auch erst bei Übergang von  $B = 2.5$  Gbit/s zu 10 Gbit/s die Notwendigkeit der Dispersionskompensation. Hier zeigt sich, daß die Verwendung diskreter optischer Equalizer aufgrund des begrenzten Bandbreite-Dispersion-Produktes nur moderate Längenerhöhungen um den Faktor 2 ermöglicht. Auch durch Vorchirp kann diese Verdopplung der überbrückbaren Länge nicht nennenswert erhöht werden. Prinzipiell ermöglicht der Einsatz kohärenter im Vergleich zur direkten Detektion zwar größere Strecken; die hierzu erforderliche technische Aufwandserhöhung ist jedoch aus wirtschaftlicher Sicht nicht vertretbar.

Bei 10 Gbit/s läßt sich mit Hilfe der linearen Dispersion-Supported Transmission eine Erhöhung der Streckenlänge auf etwa 200 km erreichen, was einer Erhöhung von 3.3 gegenüber der linearen Dispersionsgrenze im Vergleich zu extern modulierten IM/DD-Systemen entspricht und hinsichtlich der Nutzung zum Aufbau von Intercity-Kommunikationsverbindungen auf Standardfaser ausreichend wäre. Besonders attraktiv wird dieses Verfahren zudem durch die Verwendbarkeit konventionell direkt-modulierter Halbleiterlaser. Eine Erweiterung linearer dispersions-unterstützter Systeme auf 40 Gbit/s mit einigen 100 km Länge ist jedoch auf Standardfaser nicht möglich.

Eine nennenswerte Zunahme der Datenrate  $B > 10$  Bit/s zur Übertragung über mehrere 100 km Standardfaser ist ausschließlich durch Einsatz faseroptischer Dispersionsakkommodationsverfahren möglich, wobei aufgrund der erläuterten Stabilitätsproblematiken die Ausnutzung höherer Moden zur Dispersionskompensation trotz des hohen Potentials nicht für den praktischen Feldeinsatz sinnvoll erscheint. Mithin können in diesem Bereich nur die Optische Phasenkongjugation oder das Faseroptische Dispersionsmanagement Anwendung finden. Wie gezeigt, führt der zusätzliche technische und wirtschaftliche Aufwand der Phasenkongjugation im rein linearen System gegenüber dem passiven Fasermanagement *nicht* zu einer Verbesserung der Systemperformance, so daß sich letzteres aus rein linearen Gesichtspunkten als das attraktivste Konzept für den Ausbau der verlegten Standardfasern zum voll optisch-transparenten Netz bei einer mittleren optischen Wellenlänge von  $\lambda \approx 1.55 \mu\text{m}$  herauskristallisiert.



## Kapitel 12

# Akkomodation der faseroptischen Nichtlinearitäten

Aus der Studie der Alternativen zur Dispersionskompensation auf Standardfasersystemen im vorangegangenen Kapitel haben sich nachstehende Verfahren in linearen Systemen als attraktiv herauskristallisiert:

- Der Einsatz des speziellen Vorchirp-Verfahrens *Dispersion-Supported Transmission* zur Realisierung von Intercity-Kommunikationssystemen mit Datenraten von maximal 10 Gbit/s,
- das *faseroptische Dispersionsmanagement* durch Verwendung faseroptischer Dispersionskompensatoren für Systeme im ultra-hohen Gbit/s-Bereich und schließlich
- die *Optische Phasenkonjugation*, die durch Inversion des optischen Signalspektrums im Mittenbereich der Übertragungsstrecke ebenfalls 100 Gbit/s-Transmission ermöglicht.

Unter Berücksichtigung der herausragenden linearen Übertragungseigenschaften oben genannter Konzepte wollen wir in den nachfolgenden Kapiteln den Einfluß faseroptischer Nichtlinearitäten auf die spezifischen Verfahren untersuchen und, durch Einbringen der Erkenntnisse sämtlicher vorangegangener Kapitel, Designvorschriften zur optimalen Dimensionierung der Systemparameter im Hinblick auf die maximal mögliche Ausdehnung der linearen und nichtlinearen Kapazitätsgrenzen ableiten. Hierbei wird folglich vorausgesetzt, daß der Leser bestens mit den bisherigen Ergebnissen und physikalischen Modellen vertraut ist. Mithin sind bei etwaigen Verständnisproblemen die Grundlagenkapitel nochmals zu studieren.

Aufgrund der besonders niedrigen Schwellenwerte behandeln wir jedoch zweckmäßigerweise zunächst die Unterdrückung der Stimulierten-Brillouin-Streuung.

## 12.1 Erhöhung der Brillouin-Schwellenwerte

Wie in Kapitel 10 gezeigt, führt die Stimulierte-Brillouin-Streuung (SBS) aufgrund der niedrigen Schwellenwerte bereits bei sehr geringen Leistungspegeln zu einer deutlichen Rückstreuung der eingespeisten Signalwelle. Obgleich sich bei Modulation die Schwelle erhöht, ist es im Hinblick auf die repeaterfreie Übertragung oder zur Realisierung größerer Verstärkerabstände zumindest in intensitätsmodulierten (IM-)Systemen wichtig, durch geeignete Maßnahmen die Brillouin-Schwellenwerte zu erhöhen. In den vergangenen Jahren wurde eine Vielzahl von Konzepten zu diesem Zweck vorgestellt, die beispielsweise die Verwendung neuartiger Halbleiterlaser oder die Verkettung unterschiedlicher Fasertypen behandelten (siehe beispielsweise [128]). Obgleich sich, wie experimentell nachgewiesen, derartige Methoden zur (geringfügigen) Erhöhung der Grenzwerte durchaus eignen, sind doch im wesentlichen alle diese Verfahren für den praktischen Systemeinsatz aus technischen oder wirtschaftlichen Gründen ungeeignet.

Die einfachste Möglichkeit zur Überwindung der Brillouin-Grenzen ergibt sich unmittelbar aus der Betrachtung der physikalischen Eigenschaften der am Wechselwirkungsprozeß beteiligten akustischen Phononen: Wie in Kapitel 10 erläutert, führt die lange Lebensdauer der akustischen Phononen zu einer entsprechend geringen Interaktionsbandbreite der Brillouin-Streuung, die, je nach spezifischer Dotierung des Fasermaterials, im Bereich von  $\Delta\nu_{\text{SBS}}=20\dots100$  MHz liegt. Dies führt dazu, daß sich durch Erhöhung der Linienbreite die effektive spektrale Breite der bei IM im Hinblick auf die SBS relevanten Trägerkomponente vergrößern läßt und sich daraus eine entsprechende Zunahme der Pegel ergibt. So führt nach Gleichung (10.17) die Erhöhung der Linienbreite des Signals  $\Delta\nu_{\text{sig}}$  gegenüber der Linienbreite der SBS  $\Delta\nu_{\text{SBS}}$  bei Intensitätsmodulation zu folgender Erhöhung des Schwellenwertes  $P_{\text{SBS,mod}}^{\text{th}}$  gegenüber dem Grenzwert  $P_{\text{SBS,cw}}^{\text{th}}$  des rein monochromatischen Trägers

$$P_{\text{SBS,mod},\Delta}^{\text{th}}|_{\Delta\nu_{\text{sig}}\neq 0} = P_{\text{SBS,mod},\Delta\nu_{\text{sig}}=0}^{\text{th}} \cdot \left[ 1 + \frac{\Delta\nu_{\text{sig}}}{\Delta\nu_{\text{SBS}}} \right]. \quad (12.1)$$

Mithin könnte durch Einsatz eines Lasers höherer Linienbreite die zulässige Leistungsgrenze einfach erhöht werden. Über die dispersions-induzierte FM-AM-Konversion würde dies jedoch zu einem entsprechenden Anstieg des empfängerseitigen AM-Rauschens führen, der die Systemperformance beeinträchtigen würde.

Eine Alternative zur effektiven Verbreiterung der wirksamen Linienbreite bildet jedoch die Überlagerung der eigentlichen Intensitätsmodulation mit einer geringfügigen Frequenzmodulation, was im Englischen mit dem Begriff *Frequency-Dithering* belegt ist. Hierbei



erfolgt durch die sinusoidale FM eine Frequenzaussteuerung des nahezu monochromatischen Trägers des Hubes  $\Delta f_{\text{dith}}$ , so daß die effektive Signallinienbreite nun näherungsweise

$$\Delta \nu_{\text{sig,dith}} \approx 2 \cdot \Delta f_{\text{dith}} \quad (12.2)$$

beträgt. Mithin wird ein stimuliertes Anschwingen des Phononen-Masers verhindert. Durch Wahl einer geringen Frequenz der Aussteuerung  $f_{\text{dith}}$ , unterhalb der unteren Cutoff-Frequenz des empfängerseitigen elektrischen Tiefpaßfilters wird sichergestellt, daß das Dithering nicht zu einer Verschlechterung der Systemperformance führt. Der wesentliche Unterschied dieser deterministischen Linienbreite im Vergleich zur stochastischen besteht demnach in der oberen Bandbegrenzung der FM. Mithin erscheint eine Modulationsfrequenz  $f_{\text{dith}}$  im kHz-Bereich, bzw. bei Multi-Gbit/s-Übertragung bis in den MHz-Bereich, als optimal.

Im Hinblick auf das spezifische Systemdesign ist nun wie folgt vorzugehen: Zunächst muß der angestrebte zeitlich-gemittelte optische Leistungspegel  $P_{\text{ave}}$  (in der Glasfaser) am Ort  $z = 0$  vorgegeben werden. Liegt dieser oberhalb des aus Abbildung 10.6 und 10.8 entnehmbaren verfahrensspezifischen Brillouin-Schwellenwert, so müssen Gegenmaßnahmen getroffen werden. Mit Gleichung (12.1) und (12.2) läßt sich nun die erforderliche virtuelle Erhöhung der Signallinienbreite und damit der notwendige Dither-FM-Hub  $\Delta f_{\text{dither}}$  bestimmen. Nach Maßgabe der FM-Empfindlichkeit am Arbeitspunkt und der Ditherfrequenz  $f_{\text{dith}}$  kann schließlich der zur direkten Dithermodulation des Halbleiterlasers erforderliche AM-Hub determiniert werden, der bei geeigneter Dimensionierung üblicherweise im Bereich von  $m_{\text{AM,dith}} \approx 1\% \dots 5\%$  liegt.

## 12.2 Strategie 1: Gezielte Ausnutzung von Nichtlinearität und Vorchirp

### 12.2.1 Soliton-Supported Transmission

In Kapitel 9 hatten wir bereits aus der numerischen Auswertung der Systemperformance bei Ausbreitung im anomalen Dispersionsbereich geschlossen, daß durch das Zusammenspiel von Selbstphasenmodulation (SPM) und chromatischer Dispersion im eine Erhöhung des Bitrate-Länge-Produktes über den linearen dispersiven Fall hinaus erzielbar ist. Mit Hilfe der in Kapitel 9.6 hergeleiteten Ergebnisse der gewöhnlichen Modulationsinstabilität (MI) ist es uns nun möglich, die Systemparameter derartig zu optimieren, daß ein maximaler nichtlinearer Streckengewinn bei vorgegebener Datenrate zu realisieren ist. Unter Berücksichtigung der Relevanz der Modulationsinstabilität bei der Performance und der Verknüpfung zwischen MI und Solitonen wollen wir derartige, auf der gezielten Ausnutzung faseroptischer Nichtlinearität basierende Systeme als *Soliton-unterstützte Übertragung* (engl.: **Soliton-Supported Transmission**) bezeichnen.

Bei den nachfolgenden Betrachtungen wird davon ausgegangen, daß der Einfluß des Rauschens optischer Verstärker auf die Systemperformance vernachlässigbar sei. Geringdispersive Weitverkehrssysteme sind daher explizit ausgeschlossen.<sup>1</sup> Mithin bilden zukünftige Multi-Gbit/s-Intercity-Systeme über konventionelle Standardfaser den eigentlichen Schwerpunkt der nun folgenden Analyse.

Wie in Kapitel 9.6 abgeleitet, erfolgt durch die Modulationsinstabilität ein Leistungsfluß vom Signalträger zu den Seitenbändern, der zu einem exponentiellen Anstieg letzterer führt. Im besonderen ergibt sich in der dämpfungsfreien Glasfaser nach Durchlaufen der Faserstrecke  $z = L$  bei der Ablagekreisfrequenz maximalen Gewinns  $\Omega_{\text{MI,max}}$  der spektrale Leistungsgewinn zu

$$\frac{PSD(\Omega_{\text{MI,max}}, z = L)}{PSD(\Omega_{\text{MI,max}}, 0)} = \exp \{g_{\text{MI,max}} \cdot L\}, \quad (12.3)$$

mit  $g_{\text{MI,max}}$  nach Gleichung (9.144)

$$g_{\text{MI,max}} = 2\gamma P_p = 4\gamma P_{\text{ave}}. \quad (12.4)$$

Die zweite Identität gilt hierbei für intensitätsmodulierte Signale, mit einer Gleichverteilung von NULLEN und EINSEN, für die zwischen der Spitzenleistung  $P_p$  und der zeitlich-gemittelten optischen Leistung  $P_{\text{ave}}$  der Zusammenhang  $P_p = 2P_{\text{ave}}$  besteht.

<sup>1</sup>obgleich die Ergebnisse in gewissem Rahmen durchaus übertragbar sind



Die Länge  $L_{\text{MI}}$ , ab welcher die gewöhnliche Modulationsinstabilität einen nicht vernachlässigbaren Einfluß auf die Systemperformance ausübt, kann nun mit Gleichung (12.4) wie folgt abgeschätzt werden

$$g_{\text{MI,max}} \cdot (L = L_{\text{MI}}) \stackrel{!}{=} 1 \implies 4\gamma P_{\text{ave}} L_{\text{MI}} \stackrel{!}{=} 1. \quad (12.5)$$

Mithin kann eine signifikante Soliton-Unterstützung vor Erreichen der linearen Dispersionsgrenze  $L_{\text{lin}}$  nur erzielt werden, falls gilt

$$L_{\text{MI}} = \frac{1}{4\gamma P_{\text{ave}}} \stackrel{!}{<} L_{\text{lin,IM/DD}} \approx 0.127 \cdot \frac{1}{B^2 |\beta_2|}, \quad (12.6)$$

wobei wir von der in Kapitel 5.5 hergeleiteten Relation zwischen der Dispersionsgrenze der IM/DD, der Datenrate  $B$  und dem GVD-Koeffizienten  $\beta_2$  Gebrauch gemacht haben, die für eine 10 Gbit/s-IM/DD-Übertragung auf Standardfaser eine Grenze von etwa  $L_{\text{lin,IM/DD}} \approx 60$  km ergibt.

Erhöhen wir nun die Datenrate  $B$  linear, so nimmt auch die beanspruchte Modulationsbandbreite linear zu. Wie aus Gleichung (12.6) ersichtlich, bedingt die Ausnutzung einer nichtlinearen Unterstützung dann eine *quadratische* Anhebung des optischen Leistungspiegels. Nach Maßgabe von Gleichung (9.145), führt diese quadratische Leistungserhöhung effektiv zu einer linearen Zunahme der Frequenz maximalen Gewinns  $\Omega_{\text{MI,max}}$ , so daß sich dieselbe Ausbreitungssituation ergibt wie vor der Erhöhung der Datenrate. Diese Diskussion kann auf die weiteren Systemparameter ausgedehnt werden, woraus folgt, daß die Systemperformance invariant bleibt, falls nachstehende Bedingung erfüllt ist

$$\Lambda_{\text{SST}} := \frac{B^2 \cdot |\beta_2|}{\gamma P_{\text{ave}}} \stackrel{!}{=} \text{constant}. \quad (12.7)$$

Wie ersichtlich, führt eine Erhöhung der Leistung und folglich eine stärkere Nichtlinearität zu einem geringeren *SST-Systemparameter*  $\Lambda_{\text{SST}}$ . Um nun zu allgemeingültigen Richtlinien des NRZ/SST/DD-Systemdesigns zu erhalten, wurde die Performance eines derartigen Systems für verschiedene Werte von  $\Lambda_{\text{SST}}$  im anomalen Dispersionsbereich numerisch untersucht. Die in Abbildung 12.1a zusammengefaßten Ergebnisse zeigen den Verlauf des (Eye-Opening-)Penaltys als Funktion der normierten Systemlänge  $L/L_{\text{lin,IM/DD}}$  und können für beliebige Kombinationen von  $B$ ,  $\beta_2$  und  $P_{\text{ave}}$  verwendet werden, wobei der Gültigkeitsbereich zunächst auf  $\alpha = 0$  bzw.  $\Delta_{\text{OA}} = 0$  eingeschränkt ist. Der Einfluß der Dämpfung wird erst an späterer Stelle berücksichtigt. Aus Abbildung 12.1a können wir ersehen, daß die optimale Parameterkombination durch

$$\Lambda_{\text{SST,opt}} \approx 0.3 \quad (12.8)$$

beschreibbar ist und durch eine partielle, Soliton-artige Annihilation dispersiver und nichtlinearer Effekte näherungsweise folgende maximale Übertragungslänge ergibt

$$L_{\text{SST}} \approx 1.8 \cdot L_{\text{lin,IM/DD}}. \quad (12.9)$$

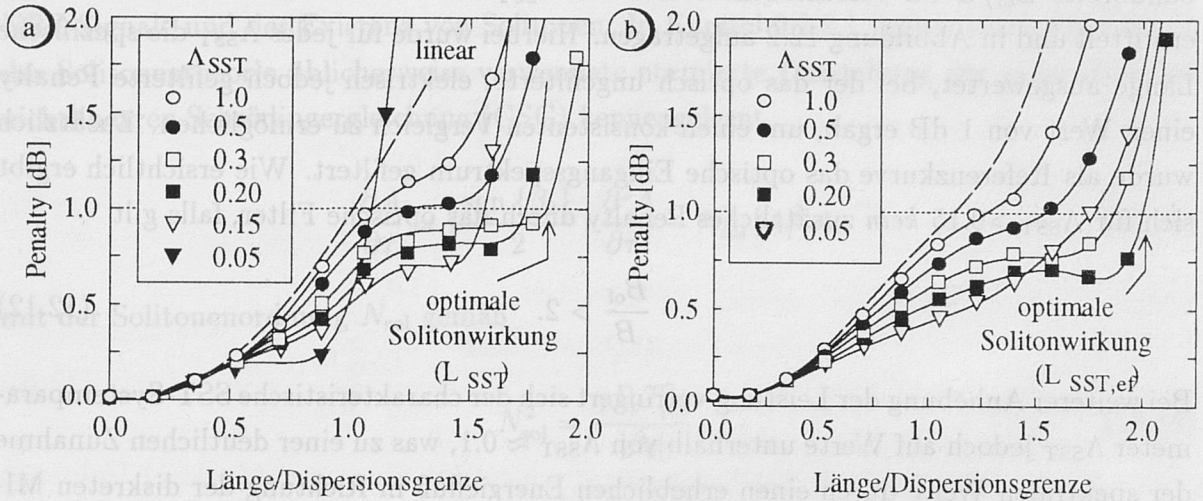


Abbildung 12.1: Penalty als Funktion der normierten Übertragungslänge für verschiedene Systemparameter  $\Lambda$  a) ohne Filterung und b) mit elektrischer Filterung  $B_{\text{ef}}=0.7 \cdot B$

Bislang haben wir jedoch den Einfluß etwaiger optischer Filter vernachlässigt. Da die Modulationsinstabilität zur Ausbildung höherer Frequenzen führt, ist es einleuchtend, daß sich bei Verwendung eines elektrischen Filters im Empfänger eine Modifikation der Ergebnisse erwarten läßt. Für die üblicherweise genutzte elektrische Filterbandbreite von  $B_{\text{ef}}=0.7 \cdot B$  ist daher in Abbildung 12.1b ein zu Abbildung 12.1a analoges Diagramm aufgetragen. Zu berücksichtigen ist, daß sich jetzt bereits im linearen Fall eine geringfügige Verbesserung gegenüber des ungefilterten linearen Falls ergibt. Durch den Einfluß des elektrischen Filters steigt die maximal erreichbare Länge nun je nach  $\Lambda_{\text{SST}}$  um 5%-15%. Desweiteren zeigt sich eine geringfügige Veränderung der optimalen Soliton-Unterstützung, die jetzt durch

$$\Lambda_{\text{SST,opt,ef}} \approx 0.2 \quad (12.10)$$

quantifizierbar ist und eine maximale Übertragungslänge von

$$L_{\text{SST,ef}} \approx 1.96 \cdot L_{\text{lin,IM/DD}} \quad (12.11)$$

ermöglicht.



In optischen IM/DD-Mehrkanalsystemen wird empfängerseitig zusätzlich ein optisches Filter zur Kanaltrennung verwendet. Da die nichtlineare Modulationsinstabilität zu einer spektralen Aufweitung führt, ist es wichtig, diesen zusätzlichen Störeinfluß zu quantifizieren, der von der Bandbreite des verwendeten optischen Filters  $B_{\text{of}}$  abhängig sein wird. Zur Untersuchung dieser Abhängigkeit wurde das Penalty als Funktion der normierten Filterbandbreite  $B_{\text{of}}/B$  für verschiedene Werte von  $\Lambda_{\text{SST}}$  mit Hilfe numerischer Simulationen ermittelt und in Abbildung 12.2 aufgetragen. Hierbei wurde für jedes  $\Lambda_{\text{SST}}$  die spezifische Länge ausgewertet, bei der das optisch ungefilterte, elektrisch jedoch gefilterte Penalty einen Wert von 1 dB ergab, um einen konsistenten Vergleich zu ermöglichen. Zusätzlich wurde als Referenzkurve das optische Eingangsspektrum gefiltert. Wie ersichtlich ergibt sich für  $\Lambda_{\text{SST}} > 0.15$  kein zusätzliches Penalty durch das optische Filter, falls gilt

$$\frac{B_{\text{of}}}{B} > 2.$$

(12.12)

Bei weiterer Anhebung der Leistung verringert sich der charakteristische SST-Systemparameter  $\Lambda_{\text{SST}}$  jedoch auf Werte unterhalb von  $\Lambda_{\text{SST}} \approx 0.1$ , was zu einer deutlichen Zunahme der spektralen Weite durch einen erheblichen Energiefluß in Richtung der diskreten MI-Seitenbänder führt. Selbst bei großen optischen Filterbandbreiten manifestiert sich dies in einem zusätzlichen Penalty.

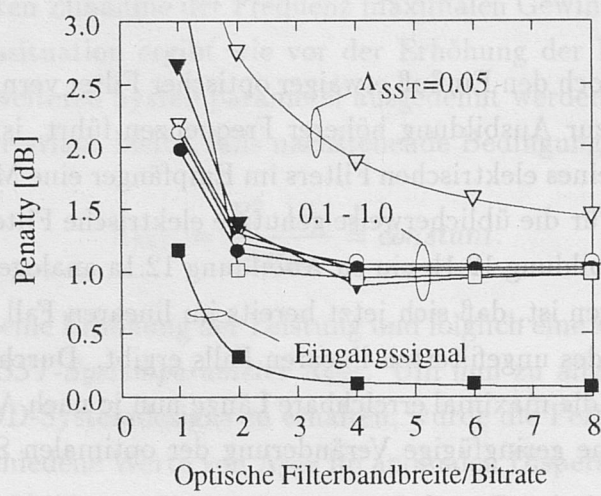


Abbildung 12.2: Penalty als Funktion der normierten optischen Filterbandbreite für verschiedene Systemparameter  $\Lambda_{\text{SST}}$  (Parameter:  $B_{\text{ef}}=0.7 \cdot B$ )

Zur Übertragung der oben diskutierten Ergebnisse auf reale Systemkonfigurationen ist es erforderlich, den Einfluß der optischen Faserdämpfung  $\alpha$  zu berücksichtigen. Prinzipiell könnte man hierzu die wesentlichen Gleichungen für den bedämpften Fall aufstellen und äquivalente Grenzen ableiten. Analytisch erweist sich dies jedoch als schwierig, da

die genaue Frequenzlage von  $\Omega_{\text{MI,max},\alpha \neq 0}$  aufgrund der Leistungsabhängigkeit <sup>2</sup> in der bedämpften Glasfaser örtlich variiert und das eigentliche Maximum dann nur durch Mittelung über die gesamte Faserlänge bestimmt werden kann. Wir wollen stattdessen eine alternative Ableitung vorstellen, aus der die eigentliche, bereits erwähnte Trivialität der oben angeführten universellen Skalierungsvorschrift (12.7) deutlich wird. Ausgangspunkt hierfür ist die Kenntnis der engen Verkopplung zwischen der Modulationsinstabilität der NRZ-Signale und der Existenz von Solitonen: In Kapitel 9.2.2.1 hatten wir bereits die in der Solitonentheorie üblicherweise verwendete normierte Darstellung der generalisierten nichtlinearen Schrödingergleichung (GSG) kennengelernt

$$\frac{\partial A}{\partial \tau} = j \frac{\text{sgn}\{\beta_2\}}{2} \cdot \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} - N_{\text{sol}}^2 |A|^2 A, \quad (12.13)$$

mit der Solitonenordnung  $N_{\text{sol}}$  gemäß

$$N_{\text{sol}}^2 = \frac{\gamma P_p T_{p,0}^2}{|\beta_2|}. \quad (12.14)$$

Im allgemeinen wird diese Gleichung bei Solitonen nur für ganzzahliges  $N_{\text{sol}}$  bzw. für geringe Abweichungen davon ausgewertet. Wir wollen an dieser Stelle hingegen arbiträres  $N_{\text{sol}}$  zulassen. Aus der Betrachtung dieser Gleichung wird dann offensichtlich, daß sich das Ausbreitungsverhalten der Signale *nicht* ändert, falls

- $N_{\text{sol}}^2$  invariant ist und ferner
- die Hüllkurve  $A$  am Ort  $z = 0$  der Glasfaser unverändert bleibt.

Die erste Bedingung kann mit Gleichung (12.14) unmittelbar in nachstehende, äquivalente Gleichung umgeformt werden

$$N_{\text{sol}}^2 = \frac{\gamma P_p T_{p,0}^2}{|\beta_2|} \stackrel{!}{=} \text{constant}, \quad (12.15)$$

aus der wir mit  $1/T_{p,0}^2 \propto B^2$  und  $P_p = 2 \cdot P_{\text{ave}}$  für intensitätsmodulierte NRZ-Signale unmittelbar die Skalierungsvorschrift (12.7) erhalten. Erinnern wir uns, daß wir zur Berücksichtigung der Dämpfung bei der Betrachtung von Solitonen die eingespeiste Leistung durch die örtlich-gemittelte Leistung mit Hilfe der gesamten effektiven Länge  $L_{\text{eff,tot}}$  nach Gleichung (8.33) ersetzt haben, so können wir auch nun wieder zur Erfassung der Faserdämpfung die mittlere optische Leistung durch die *effektive mittlere optische Leistung*

---

<sup>2</sup>siehe Gleichung (9.143)



$P_{\text{ave,eff}}$  substituieren: Zur Einhaltung der Invarianz der Systemperformance bei Übergang zum bedämpften System fordern wir nun in Analogie zu Gleichung (9.39)

$$P_{\text{ave,eff}}(z=0) \cdot L_{\text{eff,tot}}(L) \stackrel{!}{=} P_{\text{ave},\alpha=0}(z=0) \cdot L. \quad (12.16)$$

Probleme ergeben sich jedoch bei dieser impliziten Diskretisierung hinsichtlich der geeigneten Wertzuweisung von  $L$ . Zweckmäßigerweise nutzen wir die maximal erreichbare Länge  $L_{\text{SST,ef}}$  nach Gleichung (12.11), die sich bei optimaler Systemdimensionierung im dämpfungsfreien System erreichen läßt. Gleichung (12.16) ergibt dann mit

$$L_{\text{eff,tot}} = \frac{L_{\text{SST,ef}}}{\Delta_{\text{OA}}} \cdot L_{\text{eff}} \quad (12.17)$$

nachstehende Konversionsvorschrift

$$P_{\text{ave,eff}}(z=0) = P_{\text{ave},\alpha=0} \cdot \frac{\Delta_{\text{OA}}}{L_{\text{eff}}} = P_{\text{ave},\alpha=0} \cdot \frac{G_{\text{OA}} \ln(G_{\text{OA}})}{G_{\text{OA}} - 1}, \quad (12.18)$$

wobei wir in der zweiten Umformung von der Identität  $G_{\text{OA}} = \exp(\alpha \Delta_{\text{OA}})$  Gebrauch gemacht haben.

Zur Überprüfung der so gewonnenen analytischen Skalierungsvorschrift haben wir die Übertragung eines 10 Gbit/s-Pseudo-Zufalls-Datenstroms über eine anomal-dispersive Glasfaser mit  $\beta_2 = -21.25 \text{ ps}^2/\text{km}$  und einer Dämpfung von  $\alpha = 0.2 \text{ dB/km}$  bei unterschiedlichen Verstärkerabständen  $\Delta_{\text{OA}}$  numerisch untersucht. In einem ersten Rechengang wurde hierbei die Eingangsleistung auch bei Erhöhung des Verstärkerabstands auf dem für  $\alpha = 0$  bzw.  $\Delta_{\text{OA}} = 0$  aus dem mit Gleichung (12.11) und (12.7) berechneten Wert konstant gehalten, so daß sich der optimale Betriebsfall von  $\Lambda_{\text{SST}} = 0.2$  ergab. Wie aus Abbildung 12.3 ersichtlich, nimmt die maximal überbrückbare Übertragungslänge der SST dann mit zunehmendem Verstärkerabstand stetig ab, da die effektive nichtlineare Unterstützung entsprechend sinkt. Wird hingegen bei Variation von  $\Delta_{\text{OA}}$  der optische Leistungspegel auf den durch Gleichung (12.18) gegebenen Wert korrigiert, so belegt Abbildung 12.3, daß sich für Verstärkerabstände bis zu  $\Delta_{\text{OA}} \approx 50 \text{ km}$  nahezu keine Änderung der maximal erreichbaren Länge ergibt. Darüber hinaus zeigt auch ein genauer Vergleich der Verläufe des Penaltys als Funktion der Länge in diesem Bereich nur geringe Abweichungen [52]. Die bei  $\Delta_{\text{OA}} \approx 50 \text{ km}$  einsetzende Degradation ist auf die dann senderseitig erforderlichen, außerordentlich hohen Leistungspegel zurückzuführen, die bereits frühzeitig zu einer deutlichen spektralen Aufweitung führen. Folglich erhöht sich der Gültigkeitsbereich der Skalierungsvorschrift (12.18) bei Übergang zu geringeren Pegeln bzw. entsprechend zu größeren  $\Lambda_{\text{SST}}$ -Parametern. Wie aus Abbildung 12.3 ersichtlich, bleibt die Vorschrift bereits für  $\Lambda_{\text{SST}} = 0.3$  bis zu  $\Delta_{\text{OA}} \approx 100 \text{ km}$  gültig und kann daher auch zum Design

von Soliton-Supported-Transmission-NRZ-Systemen mit sehr hohen Verstärkerabständen Anwendung finden.

Obgleich die obige Dämpfungsdiskussion ausschließlich für eine spezifische Datenrate ( $B=10$  Gbit/s) exemplarisch durchgeführt wurde, ist das eigentliche, durch Gleichung (12.18) formulierte Ergebnis universell gültig.

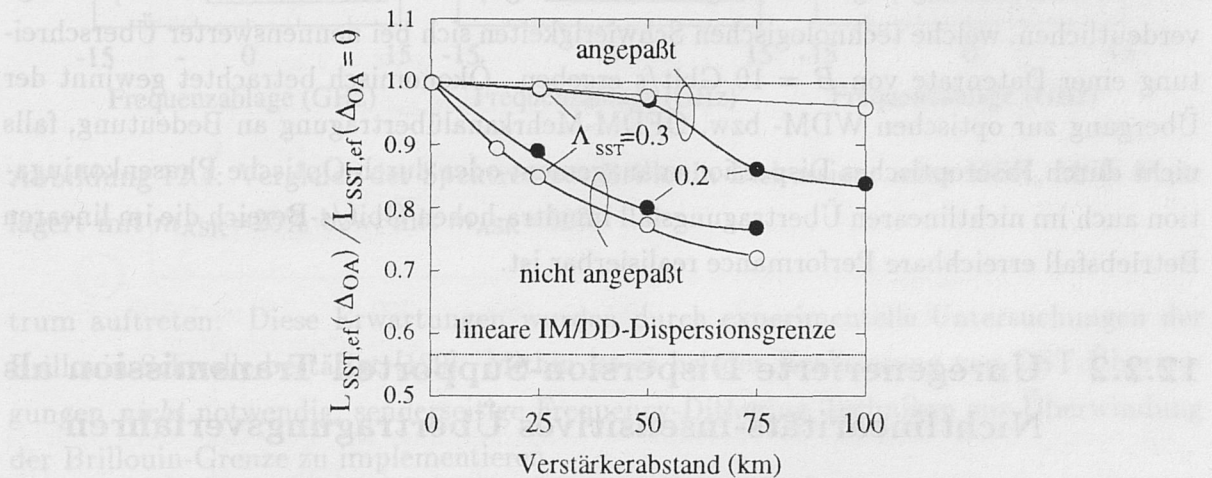


Abbildung 12.3: Normierte maximal erreichbare Länge als Funktion des Verstärkerabstands mit und ohne Leistungsanpassung nach Gleichung (12.18)

Die zweite oben angeführte Bedingung einer konstanten Feldhüllkurve am Fasernanfang kann ebenfalls unmittelbar auf Systemparameter überführt werden: So impliziert die Invarianz von  $A$ , daß mit zunehmender Datenrate eine entsprechende Erhöhung der Modulatorbandbreite  $B_{mod}$  erfolgt. Hieraus kann der obere Gültigkeitsbereich der Vorschrift (12.18) hinsichtlich  $B$  abgeschätzt werden: Handelt es sich um NRZ-Signale, so erfolgt ohnehin eine stetige, proportionale Anpassung der Modulatorbandbreite an die entsprechende Datenrate des Systems. Erfordert die technische Realisierung extrem hoher Datenströme jedoch den Übergang zu RZ-Signalen und folglich zum optischen Multiplex, so ist anstelle der Bitrate  $B$  (=Wiederholrate der Einzelpulse) aus der spezifischen Pulsweite eine *effektive Datenrate*  $B_{eff}$  zu bestimmen und in Gleichung (12.18) zu substituieren.

Abschließend wollen wir die obigen Ergebnisse exemplarisch für die Übertragung von 10 Gbit/s und 40 Gbit/s NRZ-Datenströmen über Standardfaser ( $\beta_2 \approx 21.25$  ps<sup>2</sup>/km,  $\gamma \approx 1.31$  1/(W·km)) auswerten. Wie aus Abbildung 12.1 ersichtlich, ergibt sich für  $B = 10$  Gbit/s eine maximale Übertragungslänge der SST von etwa  $L_{SST,ef} \approx 120$  km. Die erforderlichen Leistungspegel betragen hierbei  $P_{eff,ave} \approx 11$  dBm für 25 km Verstärkerabstand respektive  $P_{ave,eff} \approx 14$  dBm für  $\Delta_{OA} = 60$  km. Während im ersten Fall nach Abbildung 12.2 auch schmalbandige optische Filter kaum zu zusätzlichen Penaltys führen, ist bei



Annäherung bzw. bei Überschreiten von  $P_{\text{ave}} \approx 14$  dBm auf die schlagartig einsetzende optische Überfilterung zu achten. Bei Erhöhung der Datenrate auf  $B = 40$  Gbit/s sind nach Gleichung (12.18) die erforderlichen Leistungswerte um 12 dB zu erhöhen, wodurch sich auch hier wieder nahezu eine Verdopplung der Übertragungslänge von  $L_{\text{lin,IM/DD}} \approx 3.75$  km bei Standardfaser auf  $L_{\text{SST,ef}} \approx 7.5$  km erreichen läßt. Die extrem hohen erforderlichen Leistungspegel bei vergleichsweise begrenzter überbrückbarer Gesamtlänge verdeutlichen, welche technologischen Schwierigkeiten sich bei nennenswerter Überschreitung einer Datenrate von  $B = 10$  Gbit/s ergeben. Ökonomisch betrachtet gewinnt der Übergang zur optischen WDM- bzw. OFDM-Mehrkanalübertragung an Bedeutung, falls nicht durch Faseroptisches Dispersionsmanagement oder durch Optische Phasenkonjugation auch im nichtlinearen Übertragungsfall im ultra-hohen Gbit/s-Bereich die im linearen Betriebsfall erreichbare Performance realisierbar ist.

### 12.2.2 Unregenerierte Dispersion-Supported Transmission als Nichtlinearitäts-insensitives Übertragungsverfahren

Wie mehrfach erläutert, ist die unregenerierte Datenübertragung sowohl im Hinblick auf den Einsatz als submarine Island-Hopping-Systeme<sup>3</sup> als auch als terrestrische Intercity-Kommunikationshighways aus wirtschaftlicher Sicht sehr attraktiv. Die in Kapitel 11.1.2 diskutierte *Dispersion-Supported Transmission* erscheint im besonderen aufgrund der großen Reichweite von 200 km auf Standardfaser bei 10 Gbit/s zu diesem Zweck besonders geeignet. In diesem Kapitel wollen wir daher untersuchen, ob und inwieweit die erforderlichen senderseitig hohen Leistungspegel durch faseroptische Nichtlinearitäten die Systemperformance gegenüber dem linearen Fall degradieren.

Zunächst wird aus den in Abbildung 12.4a-c gezeigten Spektren ersichtlich, daß das Spektrum der DST auch bei Überlagerung einer Rest-Amplitudenmodulation von  $m_{\text{ASK}} = 50\%$  wie bei direkter Modulation nahezu nicht gegenüber dem reinen CPFSK-Spektrum abweicht. Wie gezeigt, ergibt sich die größte Reichweite der Dispersion-Supported Transmission bei Verwendung von Minimum-Shift Keying, so daß wir auch im folgenden auch einen FM-Index von  $m_{\text{FSK}} = 0.5$  annehmen wollen. Ferner sei der Residual-AM-Index  $m_{\text{ASK}} = 0$ . Unter Berücksichtigung der in Kapitel 10 vorgestellten Ergebnisse, wird theoretisch auch bei mittleren optischen Leistungspegeln oberhalb von  $P_{\text{ave}} = 20$  dBm *keine* Beeinträchtigung der DST durch Brillouin-Streuung erwartet, da zum einen im Datenbereich von 10 Gbit/s die spektrale Ausdehnung durch Modulation zu einer geringen Leistungskonzentration im Bereich der Brillouinwechselwirkungsbandbreite führt und zum anderen bei MSK-Modulation keine diskreten Träger- oder Taktkomponenten im Spek-

<sup>3</sup>Island-Hopping (engl.): mehrere dicht benachbarte Inseln verbindend

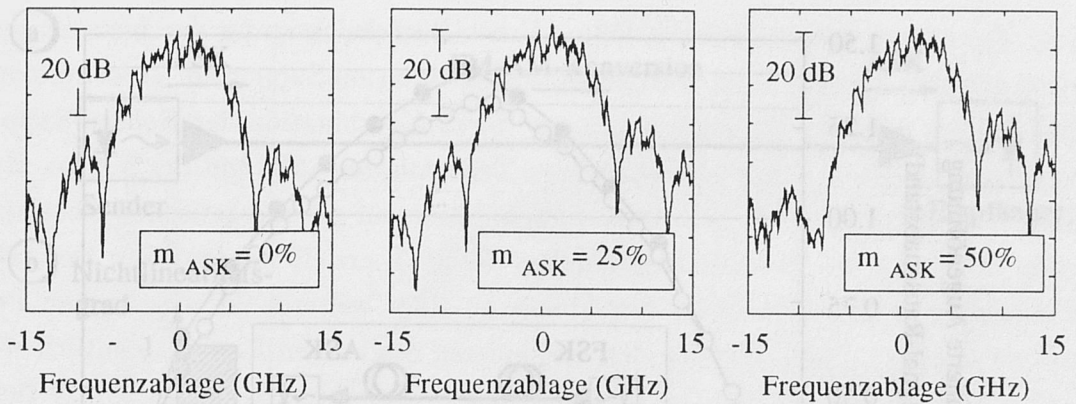


Abbildung 12.4: Vergleich der Spektren zur Brillouin-Diskussion: reine MSK, MSK überlagert mit  $m_{\text{ASK}}=25\%$  bzw. mit  $m_{\text{ASK}}=50\%$

trum auftreten. Diese Erwartungen wurden durch experimentelle Untersuchungen der Brillouin-Schwelle bestätigt [129]. Mithin ist es bei der Realisierung von DST-Übertragungen *nicht* notwendig, senderseitige Frequency-Dithering Techniken zur Überwindung der Brillouin-Grenze zu implementieren.

Der Vollständigkeit halber sei bemerkt, daß die beim Übergang zu höheren AM-Indizes stattfindende spektrale Verschmälerung im Bereich negativer Ablagefrequenzen auf die destruktive Überlagerung der CPSFK- und ASK-Seitenbänder zurückzuführen ist. So ergäbe sich theoretisch für  $m_{\text{ASK}} \rightarrow 1$  bei Minimum-Shift Keying eine vollständige Auslöschung [81]. Theoretisch könnte diese *optische Einseitenbandmodulation* auch zur Überwindung der linearen Dispersionsgrenze konventioneller IM/DD-Systeme genutzt werden. Wir wollen dies an dieser Stelle jedoch nicht weiter vertiefen, da erste Untersuchungen belegen, daß die Kapazität der Dispersion-Supported Transmission mit dieser Einseitenbandmodulation *nicht* übertroffen werden kann [81],[52].

Um den Einfluß der parametrischen nichtlinearen Selbstphasenmodulation zu erfassen, wurde zunächst mit Hilfe der Split-Step-Methode eine 10 Gbit/s DST-Standardfaserübertragung numerisch untersucht. Ein Vergleich der in Abbildung 12.5 gezeigten Verläufe der normierten Augenöffnung als Maß des Signal-Rauschabstands im linearen und nichtlinearen Fall zeigt deutlich, daß selbst bei Einsatz hoher Vorverstärkerpegel im Bereich von  $P_{\text{ave}} = 15 \text{ mW}$  *kein* degradierender Einfluß der SPM auf die Systemperformance feststellbar ist. Im Gegenteil, im Bereich des Maximums zeigt sich eine geringfügige Verbesserung der Performance durch die Selbstphasenmodulation.

Verständlich wird diese Unempfindlichkeit der unregenerierten DST-Übertragung, wenn man bedenkt, daß am Sender im wesentlichen eine Frequenzumtastung vorliegt, so daß es nach Gleichung (9.21) zunächst lediglich zu einem konstanten SPM-Phasenhub kommt,



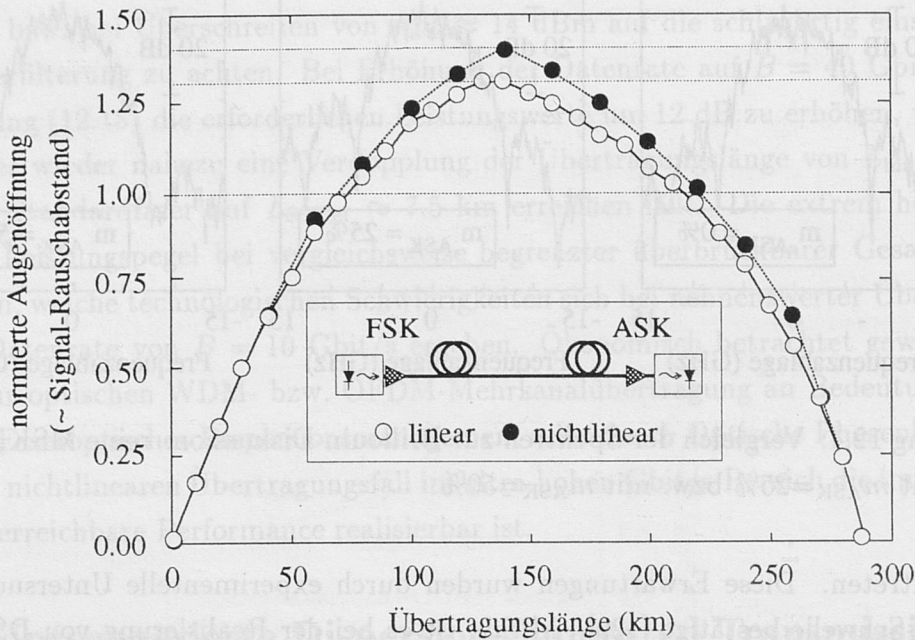


Abbildung 12.5: Verlauf der normierten Augenöffnung als Funktion der Übertragungslänge bei linearer und nichtlinearer unregenerierter DST-Datenübertragung (Parameter:  $B=10$  Gbit/s,  $D_\lambda=16$  ps/(km·nm),  $P_{\text{ave}}=15$  mW,  $m_{\text{FSK}}=0.5$ ,  $m_{\text{ASK}}=0$ )

der die Übertragung nicht beeinflusst. Nach Durchlaufen einiger zehn Kilometer erfolgt zwar aufgrund der chromatischen Dispersion zunehmend die FM-AM-Konversion, die zu einer zeitabhängigen nichtlinearen Momentanphase führen könnte; die kritische Länge für nennenswerte Amplitudenmodulation, bei der sich signifikante energetische Überlappungen und Einbrüche ausgebildet haben, ist jedoch größer als die charakteristische effektive Länge der nichtlinearen Wechselwirkung  $L_{\text{eff}}$ , die sich im betrachteten Fall nach Gleichung (8.30) zu  $L_{\text{eff}} \approx 22$  km ergibt, so daß bei Erreichen einer nennenswerten AM aufgrund geringerer Leistungspegel keine wesentliche nichtlineare Wechselwirkung mehr erfolgt. Die geringe Beeinflussung des Maximums resultiert aus der Tatsache, daß, wie in Kapitel 8.3 erläutert, genaugenommen eine nichtlinear aktive Länge von  $L_{\text{con}} \approx 50$  km zugrunde gelegt werden müßte, um die nichtlinearen Einflüsse physikalisch vollständig zu erfassen.

Zusammenfassend können wir feststellen, daß die Frequenzumtastung bei DST quasi ein *Durchtunneln* des nichtlinear aktiven Bereichs ermöglicht (siehe Abbildung 12.6). Die Gültigkeit dieser Argumentation kann auch auf den Fall begrenzter Residualamplitudenmodulation erweitert werden, so daß wir schließen können, daß die unregenerierte Dispersion-Supported Transmission hinsichtlich der im optischen Kurzstrecken-Einkanal-system wirkenden faseroptischen Nichtlinearitäten insensitiv ist. Daraus folgt jedoch gleichsam, daß sich, im Gegensatz zur intensitätsmodulierten Datenübertragung, durch

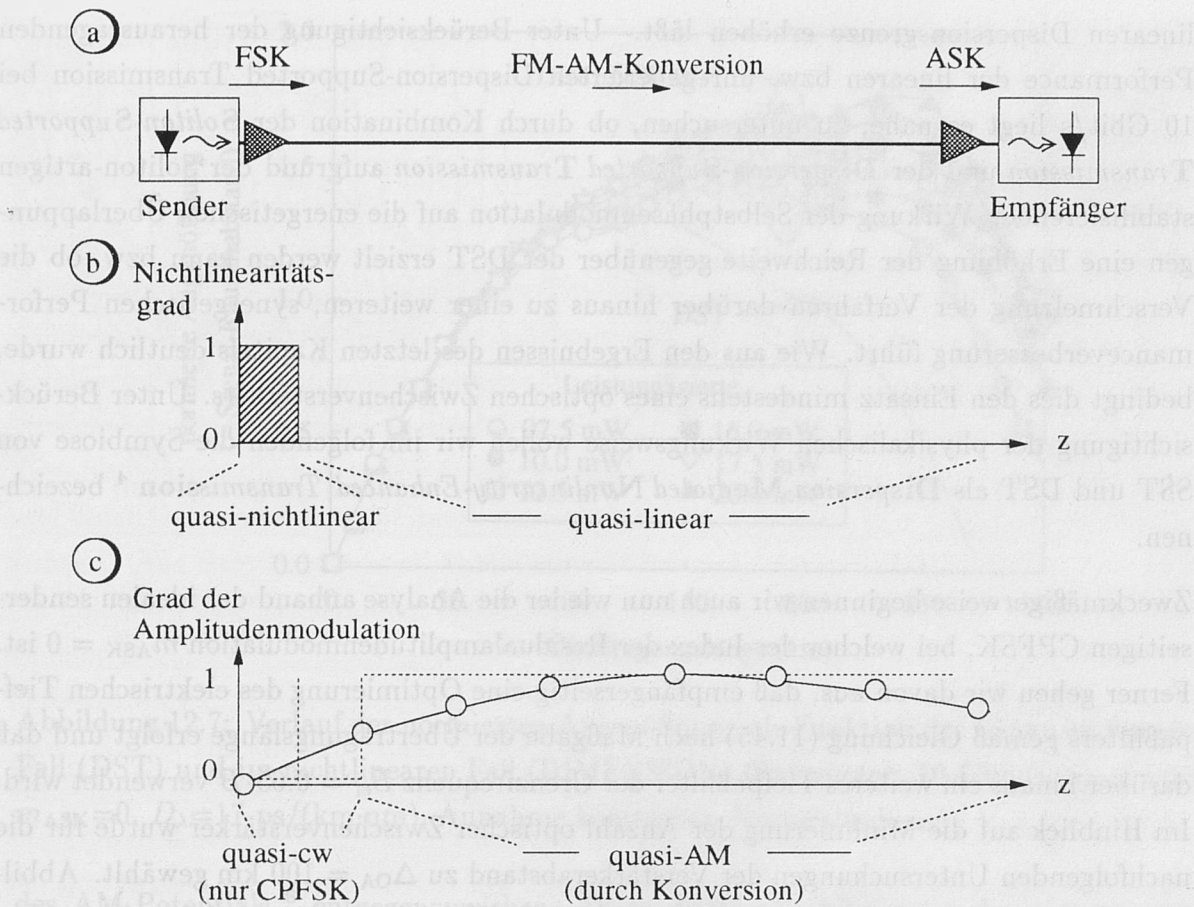


Abbildung 12.6: Erläuterung der Nichtlinearitäts-Insensitivität der unregenerierten DST senderseitiges Boosten der Leistung in sinnvollen Bereichen *kein* wesentlicher Gewinn an Übertragungslänge mit Hilfe einer etwaigen Soliton-artigen Unterstützung erreicht werden kann.

12.2.3 Dispersion-Mediated Nonlinearity-Enhanced Transmission als Symbiose von Soliton-Supported und Dispersion-Supported Transmission

Im Rahmen der Empfindlichkeitsbetrachtungen der linearen Dispersion-Supported Transmission in Kapitel 11.1.2.5 hatten wir bereits geschlossen, daß sich prinzipiell eine Erweiterung der Kapazitätsgrenze (11.55) erreichen ließe, falls durch einen geeigneten Effekt der Reduktion der energetischen Überlappungen entgegengewirkt werden könnte. Aus der Studie rein intensitätsmodulierter-(IM)-Systeme in Kapitel 12.2.1 hatten wir ferner gefolgert, daß sich die Übertragungslänge bei gegebener Datenrate durch gezielte Ausnutzung der nichtlinearen Selbstphasenmodulation auf etwa das zweifache gegenüber der



linearen Dispersionsgrenze erhöhen läßt. Unter Berücksichtigung der herausragenden Performance der linearen bzw. unregenerierten Dispersion-Supported Transmission bei 10 Gbit/s liegt es nahe, zu untersuchen, ob durch Kombination der *Soliton-Supported Transmission* und der *Dispersion-Supported Transmission* aufgrund der Soliton-artigen stabilisierenden Wirkung der Selbstphasenmodulation auf die energetischen Überlappungen eine Erhöhung der Reichweite gegenüber der DST erzielt werden kann bzw. ob die Verschmelzung der Verfahren darüber hinaus zu einer weiteren, synergetischen Performanceverbesserung führt. Wie aus den Ergebnissen des letzten Kapitels deutlich wurde, bedingt dies den Einsatz mindestens eines optischen Zwischenverstärkers. Unter Berücksichtigung der physikalischen Wirkungsweise wollen wir im folgenden die Symbiose von SST und DST als **Dispersion-Mediated Nonlinearity-Enhanced Transmission** <sup>4</sup> bezeichnen.

Zweckmäßigerweise beginnen wir auch nun wieder die Analyse anhand der idealen senderseitigen CPFSK, bei welcher der Index der Residualamplitudenmodulation  $m_{ASK} = 0$  ist. Ferner gehen wir davon aus, daß empfängerseitig eine Optimierung des elektrischen Tiefpaßfilters gemäß Gleichung (11.45) nach Maßgabe der Übertragungslänge erfolgt und daß darüber hinaus ein weiteres Tiefpaßfilter der Grenzfrequenz  $B_{ef} = 0.65 \cdot B$  verwendet wird. Im Hinblick auf die Minimierung der Anzahl optischer Zwischenverstärker wurde für die nachfolgenden Untersuchungen der Verstärkerabstand zu  $\Delta_{OA} = 100$  km gewählt. Abbildung 12.7 zeigt als Ergebnis intensiver numerischer Studien den Verlauf der normierten Augenöffnung als Funktion der Übertragungslänge für unterschiedliche Leistungswerte bei DIMENSION. Wiederum beziehen sich die Angaben auf die zeitlich-gemittelte optische Leistung in der Faser am Ort  $z = 0$ . Als Referenz ist zusätzlich die bereits ausführlich diskutierte Kurve der linearen DST mit eingetragen.

Deutlich zu erkennen ist, daß sich bei nichtlinearer, zwischenverstärkter DST-Übertragung eine zweifache Verbesserung gegenüber der linearen Transmission einstellt: Zum einen ergibt sich ein Gewinn an Übertragungslänge, der unmittelbar aus der Soliton-artigen Stabilisierung der dispersions-induzierten energetischen Überlappungen resultiert: Während die Erzeugung der energetischen Überlappungen zunächst einzig aufgrund der Dispersion erfolgt <sup>5</sup> und die Selbstphasenmodulation bei Erreichen einer nennenswerten Hüllkurvenmodulation zunächst konstruktiv mit der Dispersion auf eine Erhöhung des AM-Indizes hin arbeitet, kommt es beim dispersiven Durchlaufen der Bits zu einer entgegengesetzten Wirkungsweise beider Effekte – die Nichtlinearität versucht einer Reduktion

<sup>4</sup>Mediate (engl.): vermitteln, (Der Begriff *mediated* anstelle von *supported* ist treffender, da die Dispersion nicht nur die Übertragung unterstützt; vielmehr vermittelt sie gerade die zur Detektion essentielle Konversion der FM zur AM), Enhance (engl.): Betonen, Verstärken, Verlängern

<sup>5</sup>siehe vorangegangenes Kapitel

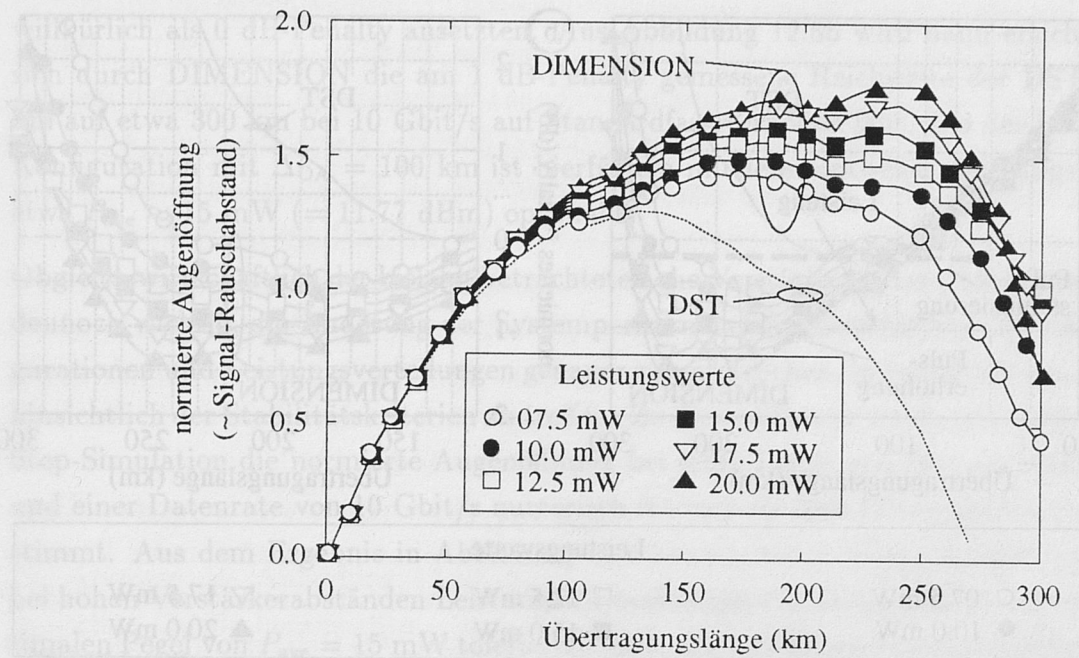


Abbildung 12.7: Verlauf der normierten Augenöffnung als Funktion der Länge im linearen Fall (DST) und im nichtlinearen Fall (DIMENSION) (Parameter: 10 Gbit/s,  $m_{\text{FSK}}=0.5$ ,  $m_{\text{ASK}}=0$ ,  $D_\lambda=17$  ps/(km·nm), Annahme konstanten Normrauschens)

des AM-Potentials <sup>6</sup> entgegenzuwirken. Diese direkte Stabilisierung der energetischen Überlappungen reduziert ferner den Energiefluß in die energetischen Einbrüche (Voids), so daß auch diese indirekt stabilisiert werden.

Zudem stellen wir jedoch bei Annäherung an das Maximum des linearen Falls bei gegebener Übertragungslänge auch eine *nichtlineare Verbesserung der Systemempfindlichkeit* gegenüber der linearen DST-Übertragung fest. Hierbei ist der optimale Leistungspegel von der angestrebten Übertragungslänge abhängig. Zur weiteren Diskussion wurde mit Hilfe von Gleichung (11.60) der Verlauf der Systemempfindlichkeiten der DIMENSION als Funktion der Übertragungslänge für verschiedene Leistungspegel in Abbildung 12.8a aufgetragen, wobei auch hier als Referenz die Kurve des linearen Falls mit eingezeichnet wurde. Wie ersichtlich, ermöglicht die SPM nicht nur eine Stabilisierung der Überlappungen, sondern erwirkt vielmehr, trotz des destruktiven Einflusses der dispersiven FM-AM-Konversion bei großen Längen, global eine Zunahme der Amplituden der energetischen Überlappungen. Selbst bei Überschreiten des linearen Maximums und weiterer Reduktion der elektrischen Filterbandbreite nach Maßgabe von Gleichung (11.45) wird die Systemperformance verbessert. In der Tat hatten wir bereits in Kapitel 9.2.2.1 gezeigt, daß die Erzeugung von Solitonen aus quasi-monochromatischen Signalen durch eine erhebliche

<sup>6</sup>siehe Diskussion in Kapitel 7.3.2



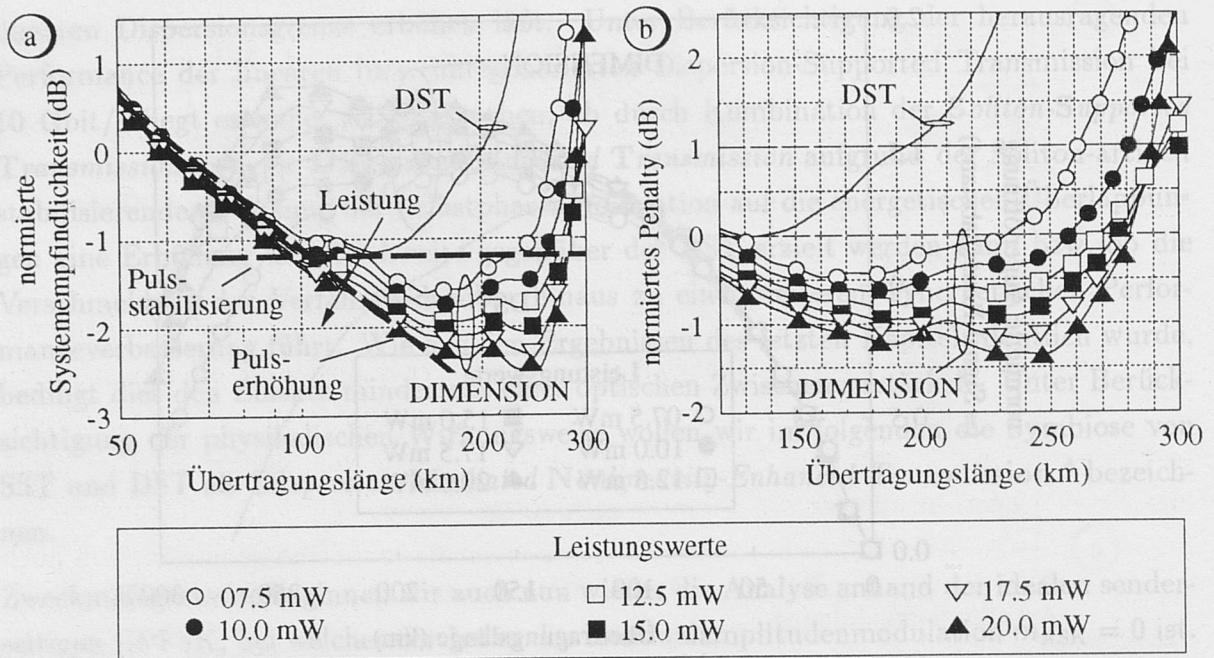


Abbildung 12.8: a) Vergleich der Systemempfindlichkeiten des linearen (DST) und des nichtlinearen Falls (DIMENSION) und b) Bestimmung der Kapazitätsgrenze von DIMENSION (Parameter: wie oben angegeben)

Zunahme der (Puls-)Spitzenleistung geprägt war.

Die beiden angegebenen Verbesserungen des Systemverhaltens sind nochmals durch Asymptoten in Abbildung 12.8a veranschaulicht.

Andererseits wird damit auch verständlich, daß bei Überschreiten eines gewissen maximalen Leistungswertes die gewöhnliche Modulationsinstabilität zu einer erheblichen spektralen Aufweitung führt. Mithin entstehen zum einen im Zeitbereich zwar hohe Signalpulse, welche die Performance entsprechend verbessern, gleichsam erfolgt jedoch eine deutliche Reduktion des Phase-Margins.<sup>7</sup> Ferner werden dispersive Signalverzerrungen durch das nichtlinear-geblähte Spektrum verstärkt wirksam. Dies erklärt den raschen Abfall der Systemgüte bei Überschreiten von  $P_{ave} = 20\text{ mW}$  im Bereich hoher Übertragungslängen. Zusammenfassend können wir feststellen, daß neben der rein stabilisierenden Wirkung der Nichtlinearität eine Verbesserung der Empfindlichkeit durch synergetisches Zusammenspiel der Filteroptimierung im Rahmen der linearen DST und der Pulsformung durch Selbstphasenmodulation erreicht wird.

In Analogie zur Definition der Kapazitätsgrenze der linearen Dispersion-Supported Transmission können wir nun das Maximum der Systemperformance der DST bei etwa 135 km

<sup>7</sup>siehe Kapitel 3.4.2.3

willkürlich als 0 dB-Penalty ansetzen. Aus Abbildung 12.8b wird dann ersichtlich, daß sich durch DIMENSION die am 1 dB-Penalty gemessene Reichweite der DST von 200 km auf etwa 300 km bei 10 Gbit/s auf Standardfaser erhöhen läßt. Bei der betrachteten Konfiguration mit  $\Delta_{OA} = 100$  km ist hierfür ein mittlerer optischer Leistungspegel von etwa  $P_{ave} \approx 15$  mW (= 11.77 dBm) optimal.

Obleich wirtschaftlich der bislang betrachtete hohe Verstärkerabstand attraktiv ist, ist es dennoch wichtig, die Änderung der Systemperformance für verschiedene Verstärkerkonfigurationen und Leistungsverteilungen genauer zu untersuchen, insbesondere um Aussagen hinsichtlich der Stabilitätskriterien zu treffen. Zu diesem Zweck wurde mit Hilfe der Split-Step-Simulation die normierte Augenöffnung bei einer Länge von 300 km Standardfaser und einer Datenrate von 10 Gbit/s numerisch für verschiedene Leistungsverteilungen bestimmt. Aus dem Ergebnis in Abbildung 12.9 können wir zunächst schließen, daß auch bei hohen Verstärkerabständen Leistungsschwankungen von einigen Milliwatt um den optimalen Pegel von  $P_{ave} = 15$  mW tolerierbar sind, ohne eine Degradation der Performance herbeizuführen. Ferner wird deutlich, daß durch Verringerung des Verstärkerabstands auf unter  $\Delta_{OA} = 100$  km zwar durch Erhöhung der gesamten effektiven Länge  $L_{eff,tot}$  lediglich ein geringerer optimaler Leistungspegel notwendig wäre; gleichsam engt sich jedoch auch der Dynamikbereich ein. Mithin können wir schließen, daß zum Aufbau von Übertragungssystemen mit DIMENSION der bislang untersuchte Verstärkerabstand von 100 km aus wirtschaftlicher wie technischer Hinsicht die höchste Ausbeute erlaubt.

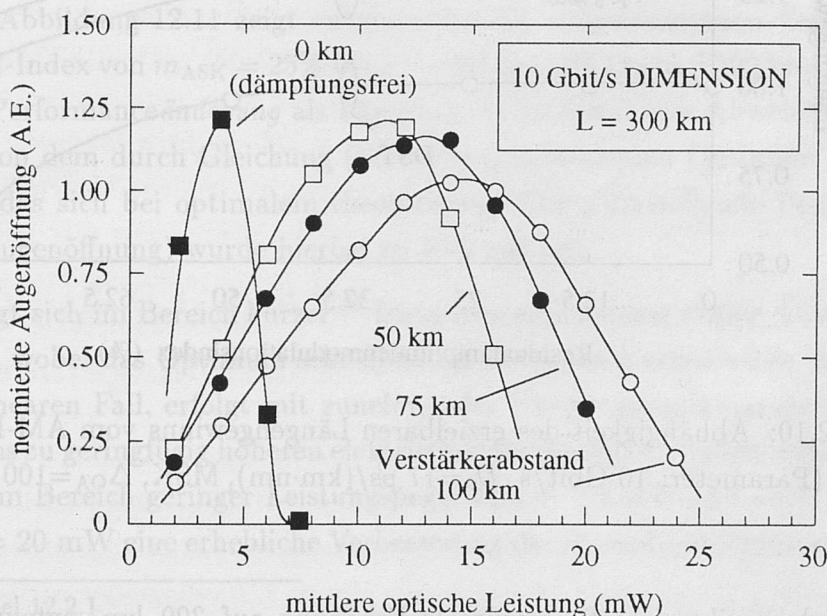


Abbildung 12.9: Einfluß der örtlichen Leistungsverteilung auf die Systemperformance von DIMENSION (Parameter:  $m_{FSK}=0.5$ ,  $m_{ASK}=0$ ,  $L=300$  km, weitere Angaben wie oben)



Bei der Betrachtung der linearen Dispersion-Supported Transmission hatten wir gezeigt, daß selbst hohe Residualamplitudenmodulationsindizes bis zu  $m_{ASK} \approx 50\%$  bei adäquater Filterdimensionierung ohne Performanceeinbuße tolerierbar sind. Berücksichtigen wir, daß eine (Rest-)Amplitudenmodulation unmittelbar über den Kerr-Effekt zum Aufbau einer zeitlich-dynamischen nichtlinearen Phasenänderung der Feldamplitude führt, so muß zwingend untersucht werden, ob die Systemgüte der DIMENSION bei nicht-vernachlässigbarer Amplitudenmodulation degradiert wird. Zur Beantwortung dieser Frage wurde eine Vielzahl von Simulationen mit verschiedenen AM-Indizes durchgeführt. Hierbei wurde für jeden Parameter bei verschiedenen Leistungspegeln die Empfindlichkeitsverläufe analog zu Abbildung 12.8b aufgenommen. Für jede Konfiguration erfolgte dann die Bestimmung der maximal erreichbaren Kapazitätsgrenze als Funktion des AM-Indizes und der optischen Sendeleistung  $P_{ave}$ . Als wesentliches Ergebnis dieser (leider sehr zeitaufwendigen) Studie zeigt Abbildung 12.10 den Verlauf der Längenerhöhung als Funktion der Residualamplitudenmodulation der Dispersion-Mediated Nonlinearity-Enhanced Transmission im Vergleich zur linearen Dispersion-Supported Transmission. Als Referenz wurde in beiden Fällen die bei  $m_{ASK} = 0$  mit linearer DST maximal überbrückbare Länge von 200 km genutzt.

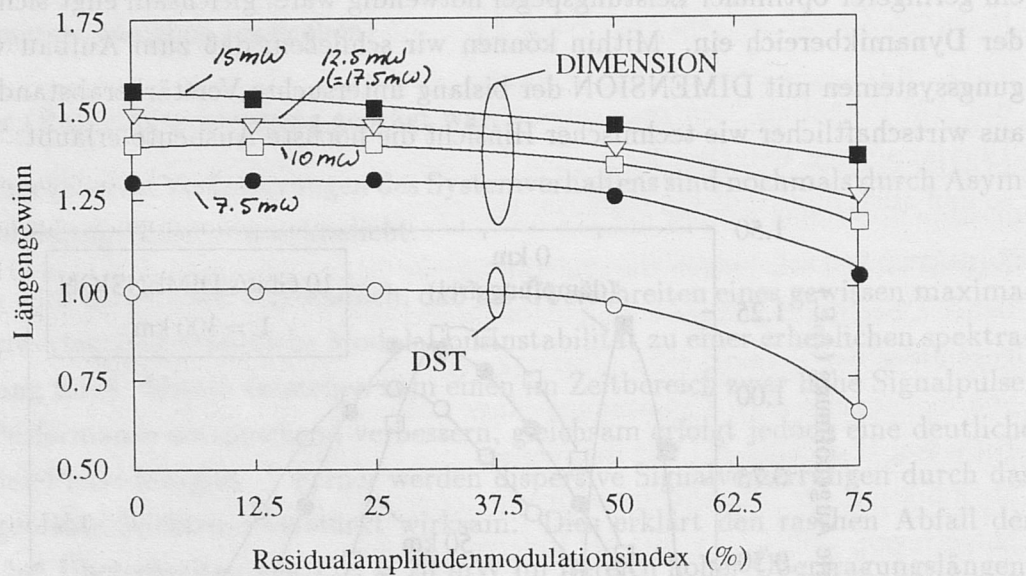


Abbildung 12.10: Abhängigkeit des erzielbaren Längengewinns vom AM-Index und von der Leistung (Parameter: 10 Gbit/s,  $D_\lambda=17$  ps/(km·nm), MSK,  $\Delta_{OA}=100$  km, Referenz: 200 km)

Wie ersichtlich, ergibt sich die maximale Erhöhung auf 300 km, entsprechend einem Längengewinn von etwa 1.5, für alle AM-Indizes bei einer mittleren optischen Sendeleistung von  $P_{ave} = 15$  mW. Absolut betrachtet nimmt zwar die mit DIMENSION maxi-

mal erreichbare Länge bei Zunahme des AM-Pegels geringfügig ab, relativ zur jeweiligen DST-Kapazitätsgrenze bleibt der nichtlineare Gewinn jedoch nahezu konstant bzw. nimmt sogar zu. Dies wird offensichtlich, wenn wir bedenken, daß sich im Extremfall  $m_{\text{ASK}} = 0$  ein Längengewinn von 1.5 ergab, wohingegen die sich mit der Soliton-Supported Transmission bei konventioneller IM/DD ( $m_{\text{ASK}} = 100\%$ ) ein Faktor von nahezu 2 ergab <sup>8</sup>. Ursache hierfür ist die leichtere, Soliton-artige Stabilisierbarkeit eines optischen Zweiniveausignals gegenüber einem optischen Drei- bzw. Vierniveausignal. <sup>9</sup> Da der FM-Index für die Berechnungen konstant bei  $m_{\text{FSK}} = 0.5$  für MSK gehalten wurde, können wir durch Einführung eines quasi-Laserchirpfaktors  $C_{\text{QL}}$  gemäß

$$C_{\text{QL}} := \frac{m_{\text{FSK}}}{m_{\text{ASK}}} = \frac{0.5}{m_{\text{ASK}}} \quad (12.19)$$

die Abszisse der Abbildung 12.10 unmittelbar zur Charakterisierung der verwendeten optischen Quelle heranziehen. In diesem Sinne folgt aus den obigen Untersuchungen, daß zum Aufbau von DIMENSION-Systemen wie auch bei DST-Systemen konventionelle, direkt-modulierte DFB-Halbleiterlaser eingesetzt werden können.

Implizit haben wir jedoch bislang vorausgesetzt, daß auch bei nicht-vernachlässigbarer Amplitudenmodulation im nichtlinearen Fall die Filterdimensionierung nach Gleichung (11.45) nahezu die optimale Systemperformance ergibt. Zur Überprüfung dieser Annahme wurde numerisch die Abhängigkeit der Systemperformance von der genauen elektrischen Filterbandbreite  $B_{\text{ef}}$  bei verschiedenen Längen und für unterschiedliche Leistungspegel untersucht. Abbildung 12.11 zeigt exemplarisch die aufgenommenen Verläufe für einen Residual-AM-Index von  $m_{\text{ASK}} = 25\%$  bei  $L = 100$  km, 200 km und 300 km. Hierbei wurde die relative Performanceänderung als Funktion der prozentualen Abweichung der Filterbandbreite von dem durch Gleichung (11.45) vorgeschriebenen Optimum  $B_{\text{ef,DST}}$  ausgewertet; d.h. das sich bei optimalem theoretischen Filter einstellende Penalty (bzw. die eigentliche Augenöffnung) wurde hierbei zu Null gesetzt.

Zunächst zeigt sich im Bereich kurzer <sup>10</sup> Distanzen eine nahezu exakte Übereinstimmung aller Kurven, wobei das Optimum sehr dicht am theoretisch ermittelten Wert liegt. Wie bereits im linearen Fall, erfolgt mit zunehmender Übertragungslänge eine Verschiebung des Optimums zu geringfügig höheren elektrischen Bandbreiten. Im besonderen ergibt sich bei 300 km im Bereich geringer Leistungspegel  $P_{\text{ave}} = 7.5$  mW und auch zu sehr hohen Pegeln  $P_{\text{ave}} = 20$  mW eine erhebliche Verbesserung der Systemperformance bei Erhöhung

<sup>8</sup>siehe Kapitel 12.2.1

<sup>9</sup>siehe Kapitel 11.1.2.3

<sup>10</sup>der Leser mache sich bewußt, daß *kurz* im Sinne der DST bzw. der DIMENSION bereits deutlich jenseits der linearen Dispersionsgrenze konventioneller IM/DD bedeutet



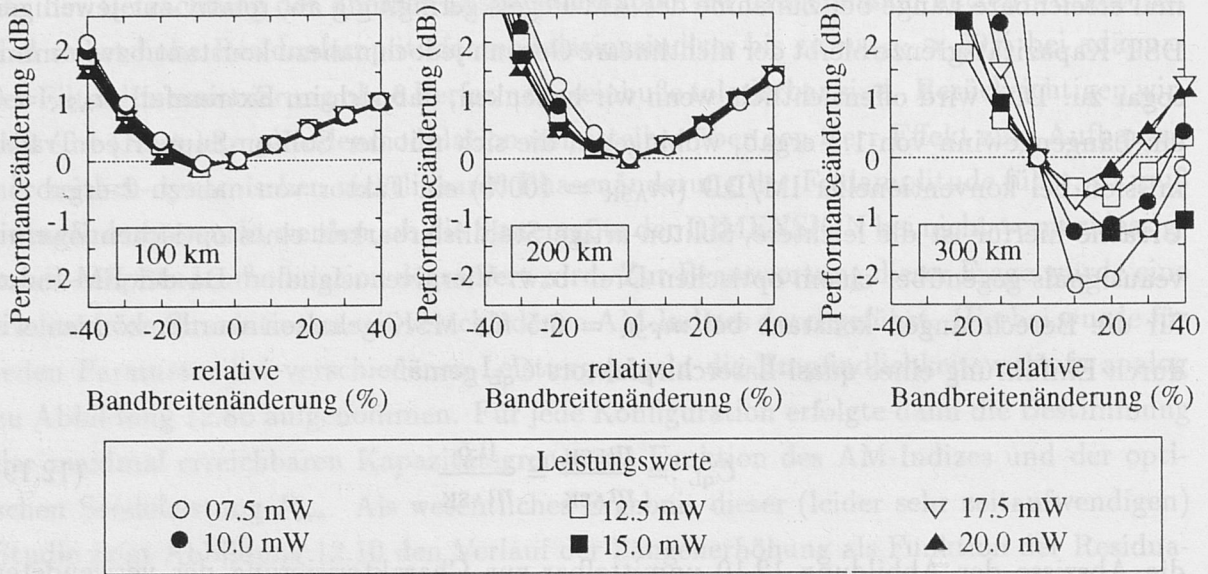


Abbildung 12.11: Numerische Studie der Filterdimensionierung (Parameter: 10 Gbit/s,  $D_\lambda = 17 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$ , MSK,  $m_{ASK} = 25\%$ ,  $\Delta_{OA} = 100 \text{ km}$ )

der elektrischen Filterbandbreite. Hieraus können wir schließen, daß für diese Leistungen und bei dieser Länge keine effiziente nichtlineare Stabilisierung der energetischen Überlappungen erfolgt, so daß auch die schmalbandige Filterdimensionierung inadäquat wird. Im Gegensatz hierzu kann die Performance für  $P_{ave} \approx 15 \text{ mW}$  nur geringfügig durch größeres  $B_{ef}$  verbessert werden. Mithin folgt aus diesen Filteruntersuchungen, daß Gleichung (11.45) auch im nichtlinearen Fall zum Systemdesign herangezogen werden kann. Ferner ergibt sich, in Konsistenz zu den übrigen Ergebnissen, der optimale Leistungspegel bei  $\Delta_{OA} = 100 \text{ km}$  und  $z \approx 300 \text{ km}$  zu  $P_{ave} \approx 15 \text{ mW}$ .

## 12.3 Strategie 2:

### Unterdrückung nichtlinearer Effekte durch Faseroptisches Dispersionsmanagement

Während wir uns bislang zur Erweiterung der Systemkapazität auf die gezielte Ausnutzung der im anomalen Dispersionsbereich wirksamen Modulationsinstabilität beschränkt haben, wollen wir uns nun der Unterdrückung faseroptischer Nichtlinearitäten mit Hilfe des Faseroptischen Dispersionsmanagements widmen. Grundlage der wirksamen Ausdehnung der in Teil II und III eruierten linearen und nichtlinearen Kapazitätsgrenzen bildet hierbei das Konzept der virtuell-dispersionsfreien Übertragung, welches im folgenden erläutert wird.

### 12.3.1 Konzept der virtuell-dispersionsfreien Übertragung

Ausgangspunkt der Betrachtungen bildet die in Kapitel 7.3 abgeleitete nichtlineare, generalisierte Schrödingergleichung (GSG)

$$\frac{\partial A}{\partial z} - j \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} - \frac{\alpha}{2} A = -j \gamma P(z, t) A. \quad (12.20)$$

Wie ersichtlich, ist der Einfluß des nichtlinearen parametrischen Quellterms hinsichtlich des Vorzeichenwechsels der chromatischen Dispersion  $\beta_2$  und  $\beta_3$  invariant. Mithin es ist durch Faseroptisches Dispersionsmanagement *nicht* möglich, unmittelbar den auf einem ersten Glasfasersegment entstandenen nichtlinearen Chirp mit Hilfe des auf einem nachfolgenden Segment entgegengesetzter Dispersion generierten nichtlinearen Chirp zu annihilieren. Vielmehr ist lediglich durch geschicktes Design der örtlichen Dispersionsverteilung entlang der Übertragungsstrecke die dispersive Vermittlung der nichtlinear-induzierten Spektralaufweitung in den Zeitbereich zu minimieren. Besonders deutlich wird diese mittelbare Bekämpfung der Selbstphasenmodulation beim Einkanalsystem aus Gleichung (9.86) bzw. (9.127), wonach die durch Interaktion von Dispersion und SPM bestimmte Kapazitätsgrenze wie folgt formuliert werden kann

$$B \cdot \sqrt{L} \Big|_{\text{con}} = \xi \cdot \sqrt{\frac{G_{\text{OA}} \ln(G_{\text{OA}})}{(G_{\text{OA}} - 1)} \cdot \frac{1}{\gamma P_{\text{ave}}} \cdot \frac{1}{|\beta_{2,\text{con}}| \cdot L}}. \quad (12.21)$$

Bei der Herleitung dieser Gleichung(en) hatten wir vorausgesetzt, daß entlang der gesamten Übertragungslänge eine Glasfaser konstanter Dispersion, charakterisiert durch  $\beta_2 = \beta_{2,\text{con}}$ , verwendet wird, so daß strenggenommen (12.21) nicht zur Beschreibung von Systemen mit ortsabhängiger Dispersion  $\beta_2(z) \neq \text{constant}$  herangezogen werden dürfte. Näherungsweise läßt sich jedoch relativ einfach eine Erweiterung auf Systeme mit Faseroptischem Dispersionsmanagement durchführen. Hierzu substituieren wir in obiger Gleichung den GVD-Koeffizienten  $\beta_{2,\text{con}}$  durch die *effektiv wirksame Dispersion*  $\beta_{2,\text{eff}}$ , gemäß

$$\beta_{2,\text{con}} \longrightarrow \beta_{2,\text{eff}}, \quad (12.22)$$

wobei letzterer die Effizienz der Dispersionskompensation hinsichtlich der faseroptischen Nichtlinearität charakterisiert. Anders ausgedrückt, quantifiziert  $\beta_{2,\text{eff}}$  die effektiv innerhalb der nichtlinear aktiven Länge wirksame Restdispersion der Konfiguration. Die exakte formale Abhängigkeit von  $\beta_{2,\text{eff}}$  ist entscheidend durch die örtliche Leistungsverteilung, die Höhe der GVD-Koeffizienten  $\beta_{2,1}$  und  $\beta_{2,2}$  und auch durch die Längen der beiden verwendeten Fasertypen  $L_1$  und  $L_2$  determiniert. So entspricht beispielsweise die Verkettung



gering-dispersiver Fasern der Dispersion  $\beta_{2,1} < -1 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$  mit hoch-dispersiven Segmenten der Dispersion  $\beta_{2,2} \gg 1 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$  effektiv einer örtlichen Trennung des quasi rein-nichtlinearen vom quasi rein-linearen Verhalten, so daß die effektiv wirksame Dispersion im wesentlichen durch  $\beta_{2,2}$  gegeben ist. Vollkommen anders verhalten sich jedoch Kaskaden von Glasfasern genau entgegengesetzter GVD-Koeffizienten mit

$$\beta_{2,1} = -\beta_{2,2}. \quad (12.23)$$

Erstreckt sich hier der nichtlinear aktive Längenbereich  $L_{\text{con}}$  nahezu über die gesamte Länge  $L_1 + L_2 = 2L_1$ , wie beispielsweise bei Wahl eines Verstärkerabstands unterhalb von  $\Delta_{\text{OA}} \approx 50 \text{ km}$  und Wechsel der Dispersion innerhalb dieser Distanz, so gehen beide GVD-Koeffizienten auch in die nichtlineare Berechnung gleichwertig ein. Aus einfachen Überlegungen können wir für diesen Fall in erster Abschätzung folgende formale Abhängigkeit postulieren

$$\beta_{2,\text{eff}} \approx |\beta_{2,1}| \cdot \frac{L_1}{L}, \quad (12.24)$$

wobei  $L$  die gesamte Übertragungslänge bezeichnet. Die Gültigkeit der Gleichung (12.23) ist ferner durch die Bedingung

$$L_1 \stackrel{!}{\leq} L/2 \quad (12.25)$$

beschränkt. Durch Einsetzen von (12.24) in Gleichung (12.21) erhalten wir

$$B \cdot \sqrt{L} \Big|_{\text{MANAGE}} \approx \xi \cdot \sqrt{\frac{G_{\text{OA}} \ln(G_{\text{OA}})}{(G_{\text{OA}} - 1)} \cdot \frac{1}{\gamma P_{\text{ave}}} \cdot \frac{1}{|\beta_{2,1}| \cdot L_1}}. \quad (12.26)$$

Bezeichnen wir nun als ein *Element* die Verkettung einer Glasfaser der Dispersion  $\beta_{2,1}$  und einer Faser entgegengesetzter Dispersion, so ergibt sich bei einer Elementanzahl  $N_{\text{el}}$  der Zusammenhang

$$N_{\text{el}} = \frac{L}{2L_1} \implies L_1 = \frac{L}{2N_{\text{el}}} \quad (12.27)$$

(siehe Abbildung 12.12).

Durch Substitution in Gleichung (12.26) erhalten wir

$$B \cdot L \Big|_{\text{MANAGE}} \approx \sqrt{2N_{\text{el}}} \cdot \xi \cdot \sqrt{\frac{G_{\text{OA}} \ln(G_{\text{OA}})}{(G_{\text{OA}} - 1)} \cdot \frac{1}{\gamma P_{\text{ave}}} \cdot \frac{1}{|\beta_{2,1}|}}. \quad (12.28)$$

Ein Vergleich von (12.28) mit (12.21) verdeutlicht, daß bei Annahme identischer Dispersionswerte  $\beta_{2,\text{con}} = \beta_{2,1}$  mit Hilfe des Faseroptischen Dispersionsmanagements das durch

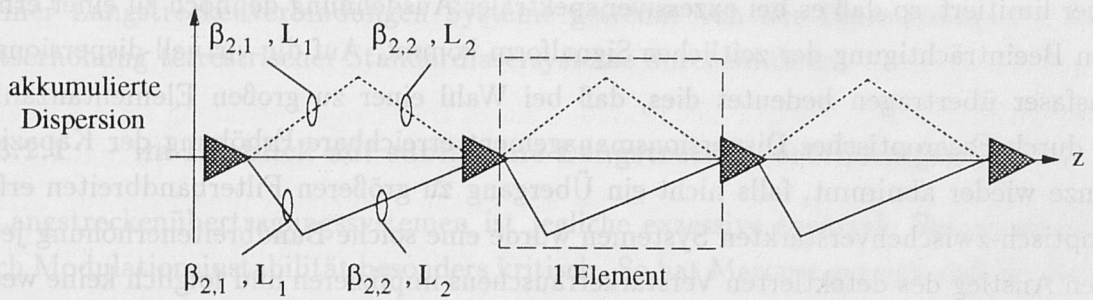


Abbildung 12.12: Parameter des Faseroptischen Dispersionsmanagements

die Interaktion von chromatischer Dispersion und nichtlinearer Selbstphasenmodulation bestimmte Bitrate-Länge-Produkt näherungsweise um

$$\frac{B \cdot L|_{\text{MANAGE}}}{B \cdot L|_{\text{con}}} \approx \sqrt{2N_{\text{el}}} \quad (12.29)$$

erhöht werden kann. Mithin läßt sich theoretisch durch  $N_{\text{el}} \rightarrow \infty$  eine beliebig hohe Kapazitätsgrenze realisieren. Physikalisch entspricht dieser mathematische Grenzübergang der Verkopplung einer unendlichen Anzahl infinitesimaler Elemente und folglich der ideal dispersionsfreien (=dispersionsverschobenen) Glasfaser. Liegt hingegen die Elementanzahl im Bereich von

$$\infty > N_{\text{el}} \gg 1, \quad (12.30)$$

so verhält sich das Faseroptische Dispersionsmanagement bezüglich der Selbstphasenmodulation wie eine *virtuell-dispersionsfreie* Glasfaser.

Ogleich wir uns auf die Betrachtung einer spezifischen Systemkonfiguration beschränkt haben, läßt sich die mittelbare Unterdrückung des nichtlinearen Störeinflusses auch durch eine Vielzahl anderer Faserkonfigurationen erreichen. Im allgemeinen wird dann die realisierbare Kapazitätserhöhung gegenüber dem Fall invarianter Dispersion jedoch durch einen anderen Formalismus als Gleichung (12.29) beschrieben werden.

### 12.3.2 Kriterien zur Optimierung des Dispersionsmanagements für die nichtlineare Datenübertragung

Bei der Diskussion der Signalpropagation in nichtlinearen, dispersionsfreien Glasfasern in Kapitel 9.4.2.2 hatten wir gezeigt, daß aufgrund der ungestörten Phasenanpassung eine erhebliche spektrale Signalaufweitung erfolgt, die bei unbegrenzter Transmissionsbandbreite jedoch nicht in den Zeitbereich vermittelt wird. In praktischen Systemen ist hingegen die optische oder auch elektrische Bandbreite durch den Einsatz schmalbandiger



Filter limitiert, so daß es bei exzessiver spektraler Ausdehnung dennoch zu einer erheblichen Beeinträchtigung der zeitlichen Signalform kommt. Auf die virtuell-dispersionsfreie Glasfaser übertragen bedeutet dies, daß bei Wahl einer zu großen Elementanzahl  $N_{el}$  die durch Faseroptisches Dispersionsmanagement erreichbare Erhöhung der Kapazitätsgrenze wieder abnimmt, falls nicht ein Übergang zu größeren Filterbandbreiten erfolgt. In optisch-zwischenverstärkten Systemen würde eine solche Bandbreitenerhöhung jedoch einen Anstieg des detektierten Verstärkerrauschens implizieren und folglich keine wesentliche Verbesserung der Systemperformance ermöglichen. Mithin existiert ein optimaler Wert für  $N_{el}$ , der jedoch entscheidend vom Verstärkerabstand, von den Filterbandbreiten und schließlich den Parametern der verwendeten Glasfasern abhängig ist.

Bislang haben wir jedoch lediglich die Anzahl kompensierter Elemente diskutiert. Darüber hinaus ist unter Berücksichtigung der in Kapitel 9 abgeleiteten Ergebnisse zu erwarten, daß auch die exakte Reihenfolge der Glasfasertypen (anomal/normal oder normal/anomal) hinsichtlich der nichtlinearen Transmissionseigenschaften eines Elements und mithin für die gesamte Systemperformance determinierend ist. Im besonderen erscheint es aus den nachfolgend aufgeführten Gründen ratsam, die normal-dispersive Glasfaser im Element vorzuschalten bzw. ferner, wenn möglich, die anomal-dispersive Faser in den örtlichen Bereich geringerer optischer Leistungspegel zu verlagern:

- Durch das Zusammenspiel von Dispersion und Selbstphasenmodulation im normalen Dispersionsbereich erfolgt eine stärkere Pulsaufweitung, die nach Gleichung (9.21) zu einer Minimierung der auftretenden nichtlinearen Signalbeeinflussung führt und mithin die Effizienz der quasi-linearen Kompensation der Systemstörungen durch Faseroptisches Dispersionsmanagement erhöht.
- Durch Minimierung des in das anomal-dispersive Teilsegment eintretenden Leistungspegels wird einer exzessiven Aufweitung der Signalspektrums durch Leistungstransfer von Signal zu Rauschen aufgrund von (gewöhnlicher) Modulationsinstabilität entgegengewirkt.
- Gleichsam wirkt der deterministische Anteil der verbleibenden Modulationsinstabilität im Sinne der Formung von Solitonpulsen aus den einfallenden Signalpulsen. Hierbei vollzieht die anomal-dispersive Glasfaser *adaptive Pulse-Reshaping*, d.h. ungeachtet der spezifischen normal-dispersiv-vorverzerzten Pulsform wird der Übergang zum Soliton (auch höherer Ordnung) angestrebt. Die hierbei auftretende Pulsüberhöhung kann effektiv die Systemperformance verbessern.

Unter Berücksichtigung der Komplexität oben angeführter Forderungen erscheint es zweckmäßig, die Diskussion der Optimierung des Faseroptischen Dispersionsmanagements sub-

mariner Langstreckenverbindungen Systeme getrennt von der Betrachtung der Kapazitätserhöhung terrestrischer Standardfasersysteme durchzuführen.

### 12.3.2.1 – im Hinblick auf submarine Langstreckenverbindungen

In Langstreckenübertragungssystemen ist jegliche exzessive spektrale Signalaufweitung durch Modulationsinstabilität besonders kritisch. So hat Marcuse gezeigt, daß bei Betrieb im anomalen Bereich, nahe am Dispersionsminimum, ein anfänglich transformationsbegrenztes 2.5 Gbit/s-IM/DD-Spektrum nach 9000 km empfängerseitig eine Bandbreite von mehreren Nanometern aufweisen kann [130]. Voraussetzung hierfür ist allerdings, daß die effektiv nutzbare Bandbreite der Übertragungsstrecke groß genug ist. Gerade diese Bedingung wird jedoch in Langstreckensystemen durch den in Kapitel 6.4 beschriebenen Selbstfilterungseffekt der Verstärkerekaskade im allgemeinen nicht erfüllt. Ferner müßte auch das empfängerseitige optische Filter von der idealen Breite  $B_{of} \approx 4 \cdot B \approx 10$  GHz um mehr als eine Größenordnung vergrößert werden, wodurch der degradierende Einfluß des linear akkumulierten Verstärkerrauschens auf die Systemperformance erheblich zunimmt. Mithin erscheint es zweckmäßig, die Datenübertragung auf einer geringfügig normal-dispersiven Glasfaser durchzuführen. Obgleich aus linearen Gesichtspunkten hierbei die minimal mögliche normale Dispersion hinreichend wäre, muß beachtet werden, daß im gering-dispersiven Bereich allgemein eine starke Spektralaufweitung durch Selbstphasenmodulation erfolgt. Liegt die Betriebswellenlänge zu dicht am Dispersionsminimum, so führt dies dazu, daß in einem ersten Schritt durch nichtlineare Selbstphasenmodulation das Spektrum sich bis in den anomalen Bereich hinein ausweitet. Anschließend wird hier folglich wiederum die gewöhnliche Modulationsinstabilität aktiv, so daß sich effektiv ein stark geblähtes, asymmetrisches Signalspektrum ergibt. Wie numerische Untersuchungen sowie experimentelle Ergebnisse jedoch zeigen, kann durch Wahl einer normalen Dispersion gemäß

$$|D_\lambda| > |-0.2| \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm}) \quad (12.31)$$

(entsprechend  $\beta_2 > +0.26 \text{ ps}^2/\text{km}$ ) dem Auftreten von Modulationsinstabilität auch bei höheren Datenraten im Bereich von  $B = 10$  Gbit/s hinreichend entgegengewirkt werden [130].

Selbst bei ideal konstanter Dispersion  $D_\lambda \approx 0.21 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$  wird mithin offensichtlich, daß die interkontinentale Übertragung eines 10 Gbit/s-Signals der Verwendung von Dispersionsequalizern bedarf. Noch kritischer werden die Grenzen aufgrund der verbleibenden spektralen Aufweitung durch deterministische Selbstphasenmodulation, die auch im gemanagten System, trotz der Unterdrückung des erheblichen Energietransfers von Signal zu Rauschen durch Modulationsinstabilität, zu einer nichtlinearen Beeinflussung



der optischen Phase führt. Darüber hinaus ist es jedoch wichtig zu bedenken, daß selbst bei sorgfältiger (und damit zeitaufwendiger und kostenintensiver) Selektion der eingesetzten Glasfasern Schwankungen der genauen lokalen Dispersionsverteilung stets vorhanden sind. Wie in [131] gezeigt, können durch Druck, Zugkraft, Temperaturschwankungen und weiteres hervorgerufenen Variationen der wirksamen Dispersion innerhalb von  $\Delta D_\lambda \leq 1 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$  liegen. Obgleich das Design von Unterseekabeln im Hinblick auf die Minimierung dieser äußeren Einflüsse optimiert ist, kommt es dennoch durch longitudinale Schwankungen der Fasergeometrie zu ortsabhängigen Fluktuationen der Dispersion [132]. Mithin erscheint es auch zum Ausgleich dieser Herstellungs- und Designtoleranzen aus technischen und wirtschaftlichen Gründen sinnvoll, bei Datenraten ab etwa 5 Gbit/s das Faseroptische Dispersionsmanagement für die submarinen Langstreckenverbindungen zu nutzen. Zur Kompensation der akkumulierten normalen Dispersion können dann konventionelle Standardfasern genutzt werden. Ferner muß durch Optimierung der Elementlänge eine signifikante dispersiv/nichtlineare Phasendrehung vor Reversion der dispersiven Phasenbeeinflussung vermieden werden. Quantitative numerische Untersuchungen hierzu wurden von Lichtman durchgeführt [133], [134]. Die obigen Ausführungen bestätigend, kam Lichtman zu dem Ergebnis, daß für eine 5 Gbit/s-Datenübertragung über 9000 km und einem Verstärkerabstand von  $\Delta_{\text{OA}} = 33 \text{ km}$  die innerhalb eines Elements akkumulierte Dispersion  $D_{\lambda,\text{acc}} = D_{\lambda_1} \cdot L_1$  und mithin bei vorgegebener Elementlänge die optimale Elementanzahl sich tatsächlich aus dem Abwägen von optischer Überfilterung und deterministischer dispersiv/nichtlinearer Signalverzerrung ergibt. Im Falle der untersuchten Konfiguration ergibt sich das minimale Penalty für  $D_{\lambda,\text{acc}} \approx 100 \text{ ps/nm}$  ergibt, was mit einer Dispersion von  $D_{\lambda,1} \approx 0.21 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$  zu  $L_{1,\text{opt}} \approx 470 \text{ km}$  führt und um den Faktor 2 unterhalb der im realen Unterseesystem implementierten Länge  $L_1 \approx 1000 \text{ km}$  liegt [18].

### 12.3.2.2 – zur Erweiterung der Kapazität terrestrischer Standardfasersysteme

Der wesentliche Unterschied terrestrischer Systeme im Vergleich zu den oben diskutierten Unterseesystemen besteht in der Notwendigkeit der Nutzung anomal-dispersiver Standardfasern zur Signaltransmission, so daß zur Kompensation der akkumulierten Dispersion entsprechend höher-, normal-dispersive Fasern verwendet werden müssen. Folglich kann das Auftreten von Modulationsinstabilität (MI) *nicht* vermieden werden. Es stellt sich jedoch die Frage, ob durch eine geschickte Konfiguration der Leistungsverteilung und der Glasfasertypen der degradierende Einfluß der MI minimiert werden kann. Zur Minimierung des Design- und Implementationsaufwands wäre es wünschenswert, die gesamte akkumulierte Standardfaserdispersion durch einen einzigen empfänger- oder senderseitigen Dispersionskompensator auszugleichen. Aus Gleichung (12.29) wird jedoch

ersichtlich, daß sich in diesem Fall nur eine geringfügige Verbesserung der nichtlinearen Kapazitätsgrenze ergibt. Dennoch ist es aus didaktischen Gründen zur Diskussion der Modulationsinstabilität sinnvoll, zunächst eine derartige Ein-Element-Anordnung zu untersuchen. Anstelle der vollständigen Diskussion des Längenverhaltens beschränken wir uns hierbei auf die Auswertung einer Gesamtlänge von  $L = L_1 + L_2 = 100$  km und  $L=1000$  km.

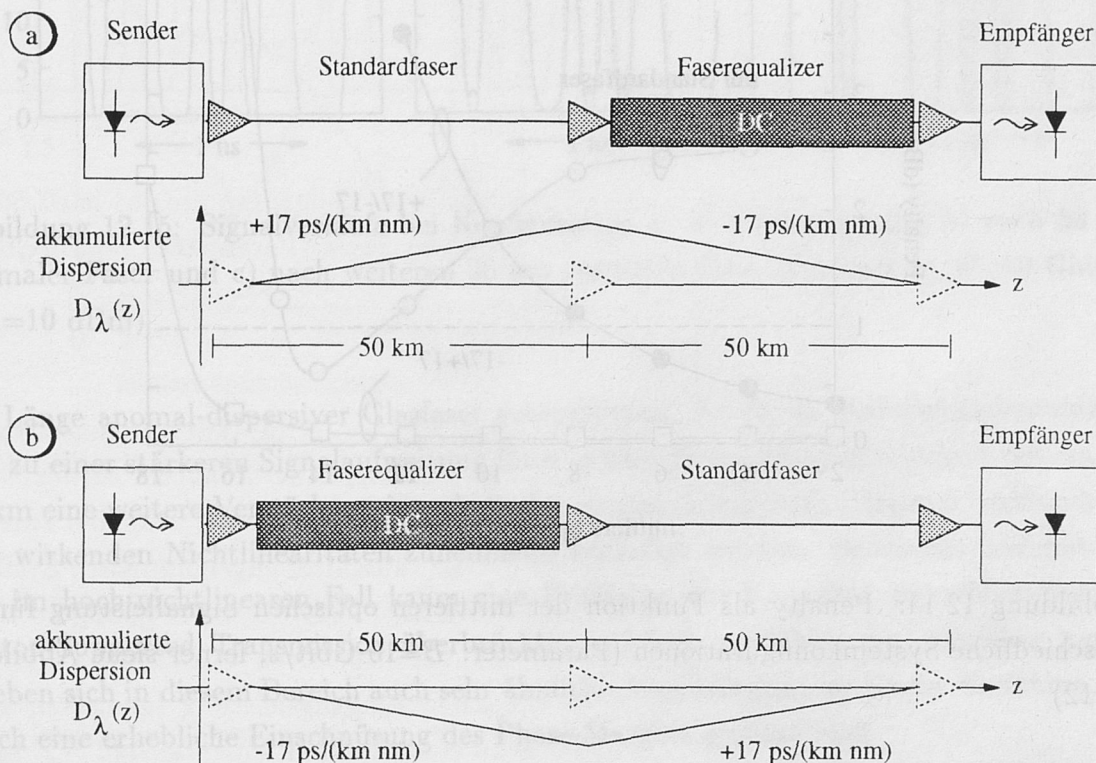


Abbildung 12.13: Untersuchte Systemkonfigurationen (DC: Kompensationsfaser mit  $D_{\lambda,dc} = -17 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$ , Standardfaserdispersion:  $D_{\lambda,st} = +17 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$ )

Untersuchen wir zunächst den Fall einer *rauschfreien* 10 Gbit/s-Übertragung über  $L=100$  km, wobei zur Kompensation der Standardfaserdispersion  $D_{\lambda,st} = +17 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$  eine Faser mit  $D_{\lambda,dc} = -D_{\lambda,st} = -17 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$  verwendet wird. Zur Diskussion der Modulationsinstabilität wollen wir die in Abbildung 12.13a gezeigte Anordnung vergleichend der in 12.13b dargestellten Konfiguration gegenüberstellen. Abbildung 12.14 zeigt für einen Verstärkerabstand von  $\Delta_{OA} = 50$  km den Verlauf des Penaltys als Funktion der mittleren optischen Eingangsleistung  $P_{ave}$ , wie er sich für beide Konfigurationen ergibt. Als Referenz wurde zusätzlich der Penaltyverlauf für den Fall einer konventionellen Standardfaserübertragung der Länge  $L = 100$  km aufgenommen. Das Optimum letzterer im Bereich von  $P_{ave} \approx 14$  dBm entspricht der in Kapitel 12.2.1 diskutierten Soliton-Supported Transmission. Selbst bei einer derartig geringen Übertragungslänge ergibt sich zwischen



den kompensierten Systemanordnungen eine erhebliche Performancedifferenz. So führt bei Vorschalten der Standardfaser (Konfiguration a) das Überschreiten eines Pegels von etwa  $P_{\text{ave}} \approx 7.5$  dBm bereits zu einem Penalty von 1 dB, wohingegen bei Vorschalten der normal-dispersiven Glasfaser nahezu  $P_{\text{ave}} \approx 17$  dBm zulässig sind.

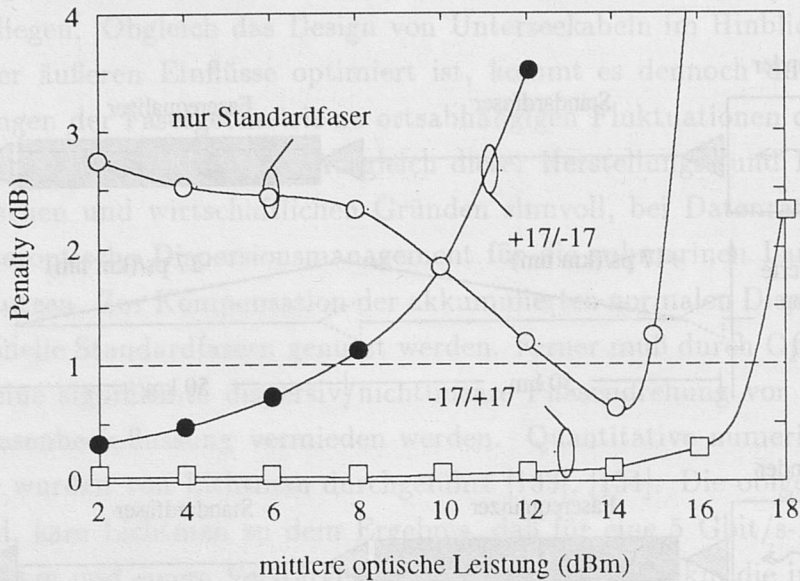


Abbildung 12.14: Penalty als Funktion der mittleren optischen Signalleistung für unterschiedliche Systemkonfigurationen (Parameter:  $B=10$  Gbit/s, ferner siehe Abbildung 12.12)

Berücksichtigen wir, daß die örtliche Leistungsverteilung in beiden Konfigurationen 12.13a und b identisch gewählt wurde, so läßt sich dieses Verhalten des rauschfreien Systems eindeutig auf die spezifische deterministische Pulsverformung zurückführen. Wie aus Abbildung 12.15b ersichtlich, impliziert das Vorschalten der anomal-dispersiven Glasfaser eine erhebliche Zunahme der Spitzenleistung, die im nachfolgenden normalen Faserteil zu einer exzessiven nichtlinearen Verringerung der Augenöffnung führt (siehe Abbildung 12.15c).

Im entgegengesetzten Fall führt die Tendenz zur Entwicklung eines Solitons (höherer Ordnung) zu einem Reshaping der im ersten Teilsegment beeinträchtigten Pulsform (siehe Abbildungen 12.16b und c). Wie ersichtlich, ergibt sich nach der Kompensation ein vollständig geöffnetes Augendiagramm mit verschwindendem Penalty.

Nutzen wir nun anstelle der  $D_{\lambda,dc} = -17$  ps/(km·nm)-Faser eine Kompensationsfaser der Dispersion  $D_{\lambda,dc} = -80$  ps/(km·nm), so ergibt sich qualitativ ein identisches Verhalten (siehe Abbildung 12.17a). Quantitativ zeigen sich jedoch geringfügig höhere Penaltys bei Einsatz des hoch-dispersiven Kompensators. Dies läßt sich zum einen auf die Erhöhung

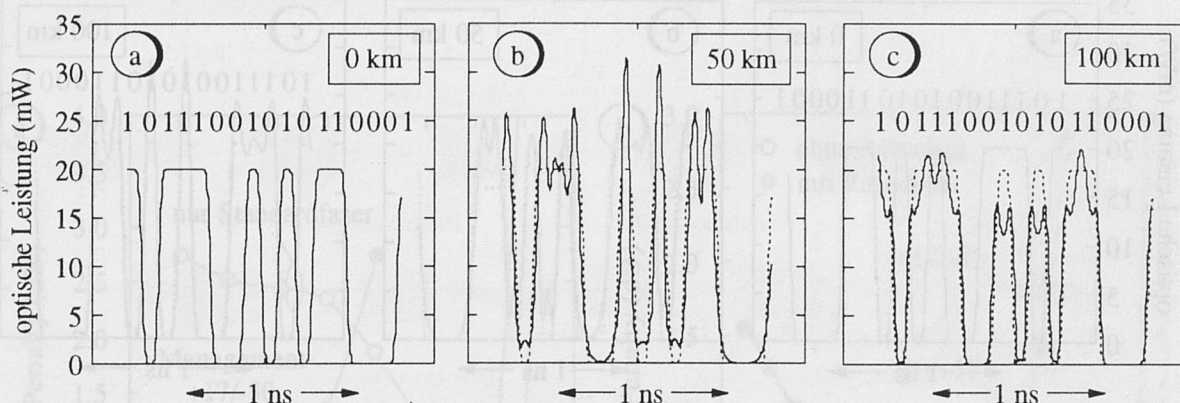


Abbildung 12.15: Signalverläufe bei Konfiguration a: a) Eingangspulse, b) nach 50 km anomaler Faser und c) nach weiteren 50 km normaler Faser (Parameter:  $B=10$  Gbit/s,  $P_{\text{ave}}=10$  dBm)

der Länge anomal-dispersiver Glasfaser zurückführen, die durch Modulationsinstabilität nun zu einer stärkeren Signalaufweitung führt; andererseits erfolgt nun jedoch bei  $\Delta_{\text{OA}} = 50$  km eine weitere Verstärkung innerhalb der anomal-dispersiven Glasfaser, wodurch die hier wirkenden Nichtlinearitäten zunehmend kritischer werden. Besonders bemerkt sei, daß im hoch-nichtlinearen Fall kaum eine Erhöhung der Kapazität gegenüber der mit Soliton-Supported Transmission überbrückbaren Länge erreichbar ist. Darüber hinaus ergeben sich in diesem Bereich auch sehr ähnliche Augendiagramme beider Verfahren, die durch eine erhebliche Einschnürung des Phase-Margins geprägt sind.

Berücksichtigen wir nun ferner den Einfluß des Verstärkerrauschens in letzter Konfiguration, so zeigt sich im Bereich geringer Leistungspegel ein deutlicher Anstieg des Penaltys. Im eindeutig nichtlinearen Bereich hingegen ergibt sich *kein* wesentliches zusätzliches Penalty, woraus wir schließen können, daß der Energietransfer von Signal zu Rauschen durch die Modulationsinstabilität neben der deterministischen Signalverformung irrelevant ist. Dies berechtigt im nachhinein die Vernachlässigung des Rauschens bei der Untersuchung der Kapazitätsgrenzen der Soliton-Supported Transmission in Kapitel 12.2.1 im Hinblick auf die Intercity-Datenübertragung.

Aus den vorangegangenen Untersuchungen können wir schließen, daß bereits bei 100 km Länge neben der virtuellen Dispersionsfreiheit besonders auf die Reihenfolge der Fasertypen und die exakte örtliche Leistungsverteilung entlang der Übertragungsstrecke zu achten ist. Wie zu erwarten, ist es im Hinblick auf das Design von Langstreckensystemen mit Megameter Länge für die Systemperformance unabdingbar, das Faseroptische Dispersionsmanagement adäquat zu designen. Für die in Abbildung 12.18 gezeigten Systemkonfigurationen zeigt Abbildung 12.19 den Verlauf des Penaltys als Funktion der



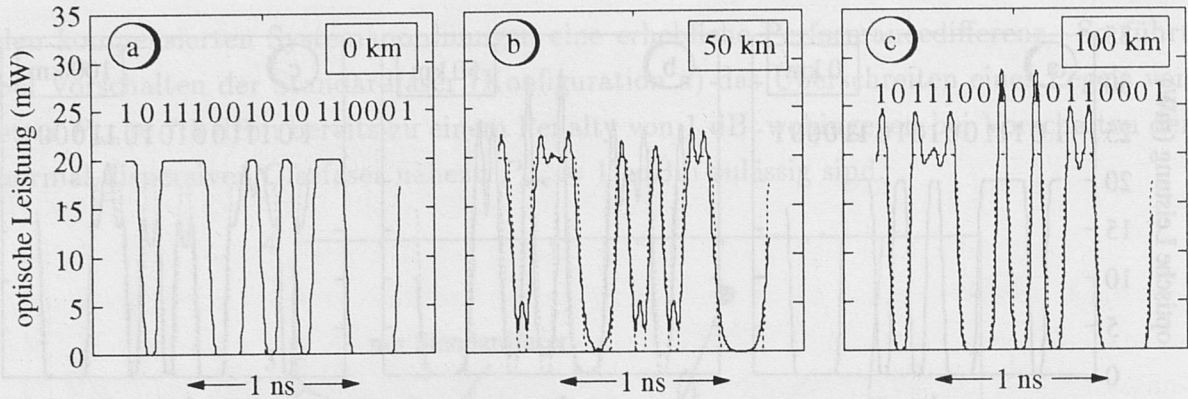


Abbildung 12.16: Signalverläufe bei Konfiguration b: a) Eingangspulse, b) nach 50 km normaler Faser und c) nach weiteren 50 km anomaler Faser (Parameter:  $B=10$  Gbit/s,  $P_{\text{ave}}=10$  dBm)

mittleren optischen Signalleistung  $P_{\text{ave}}$ .

Die Dispersion der Faserequalizer wurde hierbei zu  $D_{\lambda, \text{dc}} = -17$  ps/(km·nm) angesetzt, so daß die Länge  $L_1$  gerade der halben Elementlänge  $L_{\text{el}}$  entspricht. Zunächst verdeutlichen die Abbildungen 12.19a-c die Änderung der Systemperformance bei Variation der Faseranordnung für verschiedene Verstärkerabstände des als rauschfrei angenommenen Systems. Qualitativ ergibt sich unabhängig vom spezifischen  $\Delta_{\text{OA}}$  eine erheblich geringere nicht-lineare Kapazitätsgrenze bei Vorschalten der anomal-dispersiven Glasfasern. Während die Reduktion der tolerierbaren mittleren optischen Eingangsleistung (gemessen am 1 dB-Penalty) bei kurzen Längen  $L_1$ , entsprechend einer hohen Elementanzahl  $N_{\text{el}}$ , bis zu 9 dB beträgt, ergibt sich jedoch bei Übergang zu geringerer Elementanzahl eine geringere Diskrepanz von maximal 1 dB. Dies wird verständlich, wenn man bedenkt, daß bei größeren Längen  $L_1 > \Delta_{\text{OA}}$  in beiden Konfigurationen aus Abbildung 12.18 eine optische Verstärkung *innerhalb* der anomal-dispersiven Standardfaser erfolgt, wohingegen bei geringeren Längen  $L_1 < \Delta_{\text{OA}}$  durch Vorschalten des Faserkompensators und Anpassung der Länge desselben, so daß gilt

$$\Delta_{\text{OA}} \stackrel{!}{=} n_{\text{el}} \cdot L_{\text{el}}, \quad (12.32)$$

mit ganzzahligem und geradem  $n_{\text{el}}$ , das Auftreten hoher Leistungspegel im anomalen Bereich vermieden werden kann.

Wie ferner ersichtlich, ergibt sich selbst bei Übergang zu einer kurzen Elementlänge von  $L_{\text{el}} = 25$  km ( $=2 \cdot 12.5$  km), entsprechend einer Elementanzahl von  $N_{\text{el}} = 40$ , noch eine Erhöhung der Kapazitätsgrenze gegenüber geringeren Elementanzahlen. Berücksichtigen wir, daß eine weitere Reduktion der Länge  $L_{\text{el}}$  aus wirtschaftlichen Gründen nicht

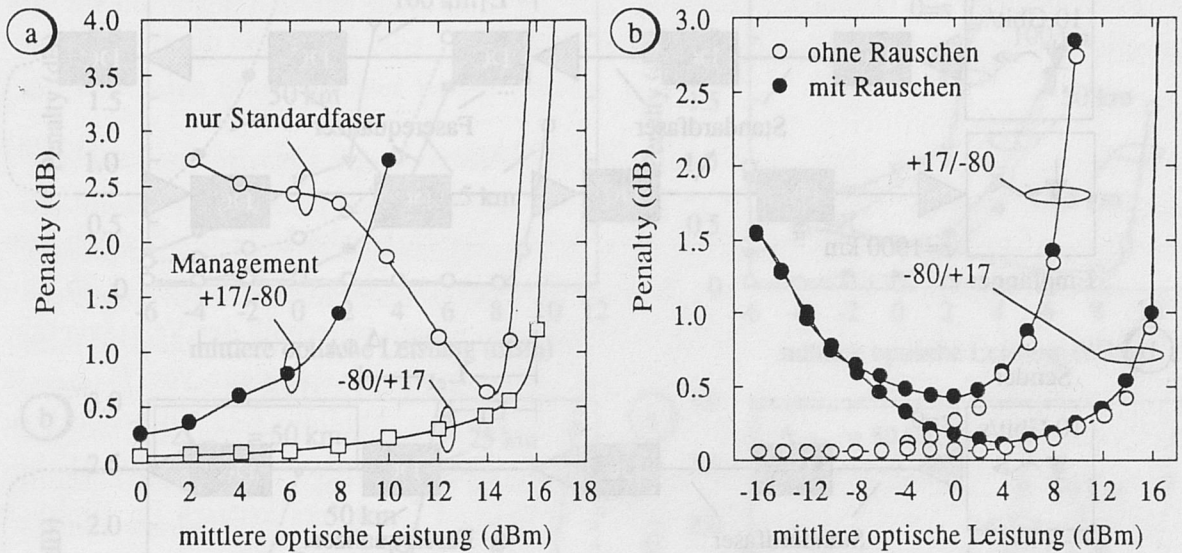


Abbildung 12.17: Penalty als Funktion der mittleren optischen Leistung bei Einsatz eines Kompensators der Dispersion  $D_{\lambda,dc} = -80$  ps/(km·nm) und Dämpfung  $\alpha_{dc} = 0.32$  dB/km zum Ausgleich der Standardfaser: a) unterschiedliche Konfigurationen rauschfrei und b) Einfluß des Verstärkerrauschens (Parameter:  $B = 10$  Gbit/s,  $\Delta_{OA} = 50$  km, Rauchzahl pro Verstärker 6 dB)

zweckmäßig erscheint, so können wir daher schließen, daß in Standardfasersystemen die Erhöhung der Elementanzahl durch Verkoppeln hoch-dispersiver Fasersegmente innerhalb des genannten sinnvollen Bereichs stets die Systemperformance verbessert. Mithin existiert kein ausgezeichnetes Optimum für  $N_{el}$ . Dennoch sei darauf hingewiesen, daß der abrupte Anstieg des Penaltys bei  $N_{el} = 40$  in Abbildung 12.19a ( $L_1 = 12.5$  km) eindeutig auf optische Überfilterung zurückzuführen ist und sich im rauschfreien Fall durch Vergrößerung der optischen Filterbandbreite über den gewählten Fall  $B_{of} = 4 \cdot B$  zu größeren Leistungspegeln verschieben läßt. Prinzipiell ist die auftretende Überfilterung bereits aus Gleichung (12.24) zu erwarten. So ergibt sich die effektiv wirksame Dispersion mit  $L_1 = 12.5$  km näherungsweise zu  $\beta_{2,eff} \approx 0.27$  ps<sup>2</sup>/km (bzw.  $D_{\lambda,eff} \approx 0.21$  ps/(km·nm)), was einer sehr guten virtuellen Dispersionsfreiheit entspricht und folglich zu starker spektraler Signalaufweitung führt. Bei Erhöhung der Elementlänge auf  $L_{el} = 100$  km ergibt sich hingegen  $D_{\lambda,eff} \approx 0.85$  ps/(km·nm), wodurch die spektrale Aufweitung erheblich stärker unterdrückt wird. Dies wird durch genaue Untersuchungen der Signalspektren bestätigt.

Für die günstigere Konfiguration, also bei Vorschalten der normal-dispersiven Glasfasern, Zahl pro Verstärker 6 dB,  $D_{\lambda,el} = +17$  ps/(km·nm),  $D_{\lambda,dc} = -17$  ps/(km·nm),  $B = 10$  Gbit/s,  $L = 1000$  km (1 Megameter), Längenangaben in den Abbildungen bezeichnen die Länge  $L_1$  bzw. die halbe Elementlänge)



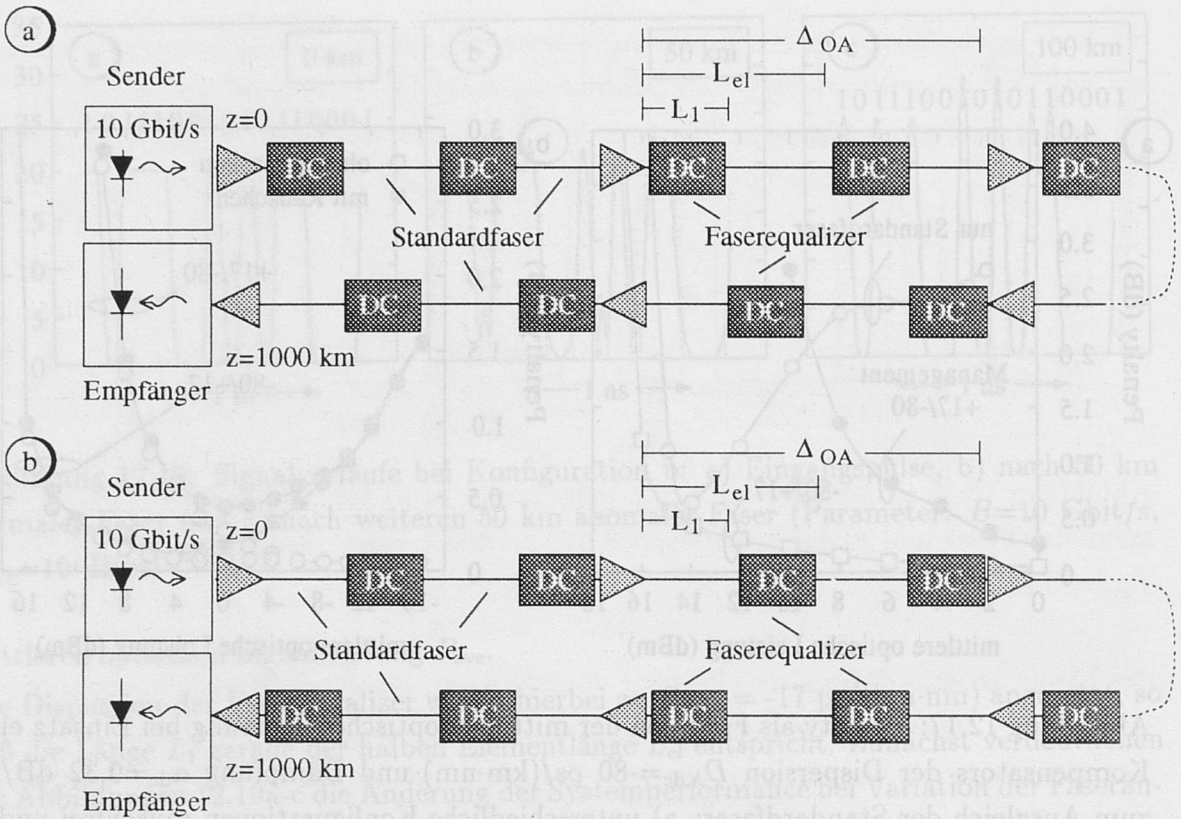


Abbildung 12.18: Untersuchte Langstreckenkonfigurationen

zeigen die Abbildungen 12.19d-f den Einfluß des Rauschens der optischen Verstärker. Hierbei wurde die Rauschzahl pro Verstärker zu 6 dB ( $n_{sp} = 2$ ) gewählt. In Übereinstimmung mit den Ergebnissen des Kapitels 6.5 ergibt sich zunächst mit steigendem Verstärkerabstand eine höhere Degradation der Systemperformance im Bereich geringer Leistungspegel.

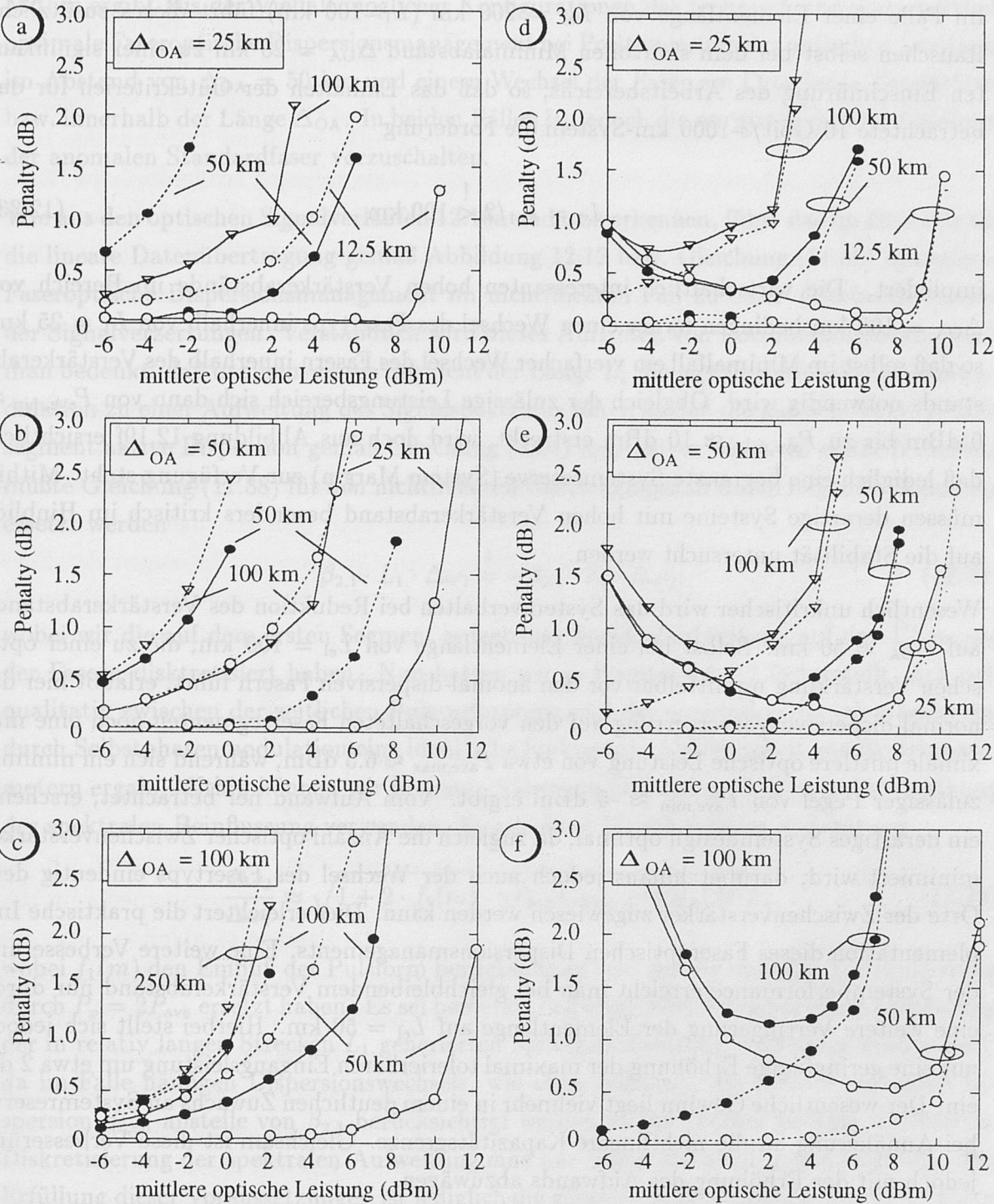


Abbildung 12.19: Penalty als Funktion der mittleren optischen Signalleistung für unterschiedliche Systemkonfigurationen: a)-c) durchgezogene Linien für Vorschalten des normal-dispersiven Kompensators, gestrichelte Kurven bei Vorschalten der anomalen Faser bei rauschfreier Übertragung sowie d)-f) Einfluß des Verstärkerrauschens auf die Performance bei Vorschalten des normal-dispersiven Faserkompensators (Parameter: Rauschzahl pro Verstärker 6 dB,  $D_{\lambda, \text{st}} = +17 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$ ,  $D_{\lambda, \text{dc}} = -17 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$ )  $B = 10 \text{ Gbit/s}$ ,  $L = 1000 \text{ km}$  (1 Megameter), Längenangaben in den Abbildungen bezeichnen die Länge  $L_1$  bzw. die halbe Elementlänge)



Im Falle einer Elementlänge von  $L_{el} = 200$  km ( $L_1 = 100$  km) führt dieses zusätzliche Rauschen selbst bei dem sinnvollen Minimalabstand  $\Delta_{OA} = 25$  km zu einer signifikanten Einschnürung des Arbeitsbereichs, so daß das Einhalten der Gütekriterien für das betrachtete 10 Gbit/s-1000 km-System die Forderung

$$L_1 = L_{el}/2 \stackrel{!}{<} 100 \text{ km} \quad (12.33)$$

impliziert. Die wirtschaftlich interessanten hohen Verstärkerabstände im Bereich von  $\Delta_{OA} = 100$  km bedingen ferner einen Wechsel des Fasertyps innerhalb von  $L_1 = 25$  km, so daß selbst im Minimalfall ein vierfacher Wechsel des Fasern innerhalb des Verstärkerabstands notwendig wird. Obgleich der zulässige Leistungsbereich sich dann von  $P_{ave,min} \approx 0$  dBm bis zu  $P_{ave,max} \approx 10$  dBm erstreckt, wird doch aus Abbildung 12.19f ersichtlich, daß lediglich eine begrenzte Systemreserve (System Margin) zur Verfügung steht. Mithin müssen derartige Systeme mit hohen Verstärkerabstand besonders kritisch im Hinblick auf die Stabilität untersucht werden.

Wesentlich unkritischer wird das Systemverhalten bei Reduktion des Verstärkerabstands auf  $\Delta_{OA} = 50$  km. Selbst bei einer Elementlänge von  $L_{el} = 100$  km, die zu einer optischen Verstärkung unmittelbar vor den anomal-dispersiven Fasern führt, erlaubt hier die normal-dispersive Vorverzerrung auf den vorgeschalteten Fasersegmenten noch eine maximale mittlere optische Leistung von etwa  $P_{ave,max} \approx 6.5$  dBm, während sich ein minimal zulässiger Pegel von  $P_{ave,min} \approx -5$  dBm ergibt. Vom Aufwand her betrachtet, erscheint ein derartiges Systemdesign optimal, da zugleich die Anzahl optischer Zwischenverstärker minimiert wird, darüber hinaus jedoch auch der Wechsel des Fasertyps eindeutig dem Orte der Zwischenverstärker zugewiesen werden kann. Dies erleichtert die praktische Implementation dieses Faseroptischen Dispersionsmanagements. Eine weitere Verbesserung der Systemperformance erreicht man bei gleichbleibendem Verstärkerabstand nur durch eine weitere Verringerung der Elementlänge auf  $L_{el} = 50$  km. Hierbei stellt sich jedoch nur eine geringfügige Erhöhung der maximal tolerierbaren Eingangsleistung um etwa 2 dB ein. Der wesentliche Gewinn liegt vielmehr in einem deutlichen Zuwachs an Systemreserve bei Annäherung an die nichtlineare Kapazitätsgrenze. Gleichsam ist diese Verbesserung jedoch mit der Erhöhung des Aufwands abzuwägen.

Obgleich sich bei weiterer Reduktion des Verstärkerabstands auf  $\Delta_{OA} = 25$  km im linearen Bereich das geringste Penalty einstellt, zeigt sich eine Verringerung der zulässigen maximalen Pegel (vgl. Abbildung 12.19d und e). Berücksichtigen wir ferner, daß die Anzahl optischer Zwischenverstärker entscheidend die Gesamtübertragungskosten bestimmt, so ist diese Konfiguration im Vergleich zum höheren Verstärkerabstand von  $\Delta_{OA} = 50$  km eindeutig nachteilig zu bewerten.

Mithin ergibt aus der Vielfalt möglicher Konfigurationen das technisch und wirtschaftlich optimale Faseroptische Dispersionsmanagement bei Positionierung der optischen Verstärker im Abstand von  $\Delta_{OA} = 50$  km und einem Wechsel der Faser am Orte jedes Verstärkers, bzw. innerhalb der Länge  $\Delta_{OA}$ . In beiden Fällen ist jedoch die normal-dispersive Glasfaser der anomalen Standardfaser vorzuschalten.

Wie aus den optischen Signalverläufen 12.16a und c zu erkennen, führt das im Hinblick auf die lineare Datenübertragung gemäß Abbildung 12.12 bzw. Gleichung (11.88) optimierte Faseroptische Dispersionsmanagement im nichtlinearen Fall zu einer *Überkompensation* der Signalverzerrungen. Verständlich wird dieses Auftreten von Pulsüberhöhungen, wenn man bedenkt, daß in einem ersten Segment der Länge  $L_1$  die nichtlineare Selbstphasenmodulation zu einer Aufweitung des Signalspektrums führt, so daß die auf dem zweiten Teilstück aktive Dispersion gemäß Gleichung (5.24) aggressiver wirkt. In erster Näherung müßte Gleichung (11.88) für den nichtlinearen Übertragungsfall durch folgende Gleichung ersetzt werden

$$\beta_{2,1} \cdot L_1 \cdot \Delta\omega_1 \stackrel{!}{=} -\beta_{2,2} \cdot L_2 \cdot \Delta\omega_2, \quad (12.34)$$

wobei wir die auf dem ersten Segment aufgebaute Spektralaufweitung auf den Übergang der Fasern diskretisiert haben. Nun hatten wir in Kapitel 4.6.1.2 festgestellt, daß sich qualitativ zwischen der zeitlichen Pulsverformung und der spektralen Signalveränderung durch Selbstphasenmodulation eine identische funktionale Abhängigkeit von Systemparametern ergab. Mithin können wir in erster Näherung Gleichung (9.80) zur Beschreibung der spektralen Beeinflussung verwenden. Es gilt dann für die relative Aufweitung

$$\frac{\Delta\omega_2}{\Delta\omega_1} \approx \sqrt{1 + 2 \cdot f_1(m) \cdot \gamma P_{ave} L_{eff,tot,1} \cdot |\beta_{2,1}| B^2 L_1}, \quad (12.35)$$

wobei  $f_1(m)$  den Einfluß der Pulsform berücksichtigt und wir die optische Spitzenleistung durch  $P_p = 2P_{ave}$  ersetzt haben. Es sei bemerkt, daß obige Gleichung nur zur Abschätzung der in relativ langen Strecken  $L_1$  generierten Spektralaufweitung verwendet werden darf, da im Falle häufigen Dispersionswechsels, wie oben erläutert, die effektiv wirksame Dispersion  $\beta_{2,eff}$  anstelle von  $\beta_{2,1}$  berücksichtigt werden müßte. Ferner bedingt die örtliche Diskretisierung der spektralen Aufweitung eine nur begrenzte nichtlineare Wirkung. Bei Erfüllung dieser Voraussetzungen ist lediglich die gesamte effektive Länge der ersten Faser  $L_{eff,tot,1}$  maßgeblich, so daß wir näherungsweise aus Gleichung (12.35) erhalten

$$\frac{\Delta\omega_2}{\Delta\omega_1} \approx 1 + f_1(m) \cdot \gamma P_{ave} L_{eff,tot,1} \cdot |\beta_{2,1}| B^2 L_1. \quad (12.36)$$

Durch Substitution in Gleichung (12.34) ergibt sich nach Freistellen für die optimale Länge  $L_{2,opt}$



$$L_{2,\text{opt}} = L_1 \cdot \left| \frac{\beta_{2,1}}{\beta_{2,2}} \right| \cdot [1 + f_1(m) \cdot \gamma P_{\text{ave}} L_{\text{eff,tot},1} \cdot |\beta_{2,1}| B^2 L_1]^{-1} \quad (12.37)$$

$$\approx L_1 \cdot \left| \frac{\beta_{2,1}}{\beta_{2,2}} \right| \cdot [1 - f_1(m) \cdot \gamma P_{\text{ave}} L_{\text{eff,tot},1} \cdot |\beta_{2,1}| B^2 L_1] \cdot \quad (12.38)$$

Wie ersichtlich, reduziert sich (12.38) für geringe Leistungspegel zu Forderung (11.88). Bei Anhebung von  $P_{\text{ave}}$  verringert sich jedoch die optimale Länge, so daß anstelle der (im linearen Sinne) vollständigen Kompensation eine Unterkompensation erfolgt, die jedoch im nichtlinearen System die Überkompensation verhindert. Intensive numerische Untersuchungen zeigen [52], daß durch Optimierung des Faseroptischen Dispersionsmanagements gemäß Gleichung (12.38) zwar das Auftreten exzessiver Überschwinger im Zeitbereich vermieden und damit auch die spektrale Aufweitung reduziert werden kann, gleichsam jedoch die effektiv erreichbare Systemperformance degradiert wird. Ursache hierfür ist ein stärkeres Ausfließen von Signalenergie in den Bereich der NULL-Bits in einem derartig optimierten System, welches verständlich wird, wenn man bedenkt, daß erst durch die deutliche Pulsüberhöhung in der anomal-dispersiven Glasfaser ein Absaugen der Energie aus dem Bereich der logischen NULLen und mithin eine wirksame Kompensation der Verzerrungen des normalen Fasersegments erfolgt. Mithin ist eine effiziente Faseroptische Kompensation bei nennenswertem Überschreiten der nichtlinearen Kapazitätsgrenze des Systems konstanter Dispersion stets mit dem Auftreten von Pulsüberhöhungen verknüpft.

### 12.3.3 Designgrundlagen voll optisch-transparenter Netze

Unter Berücksichtigung der in den letzten Kapiteln abgeleiteten Kriterien wollen wir nun Designgrundlagen zur Optimierung des Faseroptischen Dispersionsmanagements im Hinblick auf den Aufbau voll optisch-transparenter Standardfasernetze ableiten. Aus den erläuterten Gründen, wird hierbei auch im nichtlinearen System die Optimierung der Faserlängen nach Maßgabe von Gleichung (11.88) durchgeführt, so daß sich die effektiv wirksame Dispersion im linearen Fall exakt zu  $D_{\lambda,\text{eff}} = 0$  ergibt. Der wesentliche Unterschied bei der Nutzung des Managements zur Erweiterung der Kapazität bereits verlegter Standardfasersysteme besteht darin, daß die Kompensationsfaser nun nicht mehr Bestandteil der Strecke ist, sondern vielmehr zusätzlich eingefügt werden muß, ohne die eigentlich überbrückbare Distanz unmittelbar zu erhöhen. Daraus folgt zum einen, daß der Anteil anomal-dispersiver Glasfaser bei einem System mit  $L = 1000$  km Länge relativ zu dem oben diskutierten System zunimmt. Dies äußert sich in einer entsprechenden Reduktion der zulässigen Leistungspegel. Ferner wird auch das lineare Rauschverhalten durch das Einbringen einer zusätzlichen Dämpfung degradiert. Erfolgt der Betrieb im linearen Bereich der Rauschzahl  $F_{\text{cas}}$  (siehe Gleichung (6.42) bzw. Abbildung 6.11), so wird diese letzte Verschlechterung tolerierbar sein. Bei dem betrachteten Megametersy-

stem mit einem Verstärkerabstand von  $\Delta_{OA} = 50$  km impliziert jedoch das Überwinden der zusätzlichen Einfügedämpfung der Kompensatoren einen erheblichen, exponentiellen Anstieg der Rauschzahl  $F_{cas}$ . Mithin wird der Arbeitsbereich zu geringen Leistungsepegeln entscheidend verringert. Um dies quantitativ zu veranschaulichen, zeigt Abbildung 12.20 den Verlauf des Penaltys als Funktion der mittleren optischen Signalleistung für den Fall eines 1000 km-Systems mit  $\Delta_{OA} = 50$  km, wobei die Kompensationsfaser Bestandteil der nutzbaren Übertragungsstrecke ist, wie dies bei der Neuinstallation von Systemen möglich wäre. Im Vergleich hierzu ist zusätzlich der Verlauf dargestellt, wie er sich bei Erweiterung eines bereits installierten Standardfasersystems der Länge 1000 km ergibt. Als Kompensator wurde in beiden Fällen eine Faser der Dispersion  $D_{\lambda,dc} = -50$  ps/(km·nm) verwendet, so daß die im letzteren Fall vom Signal tatsächlich durchlaufene Länge  $L_{real} = 1340$  km beträgt. Deutlich ist der erwähnte Anstieg des ASE-Rauschens zu erkennen, der im Bereich geringer Leistungspegel zu einem signifikanten Anstieg des Penaltys führt.

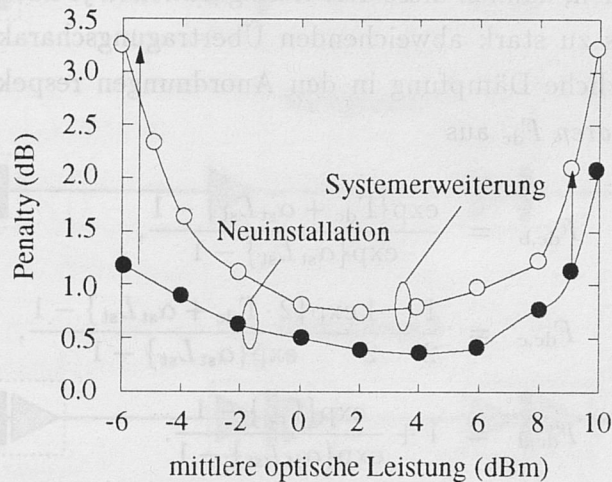


Abbildung 12.20: Nichtlineare, rauschbehaftete Performance bei Neuinstallation (Kompensator Bestandteil der überbrückbaren Distanz) im Vergleich zur Erweiterung bereits verlegter Standardfasersysteme (Parameter:  $B=10$  Gbit/s, überbrückte Standardfaserlänge  $L_{st,tot}=1000$  km,  $D_{\lambda,dc}=-50$  ps/(km·nm),  $\alpha_{dc}=0.32$  dB/km,  $\Delta_{OA}=50$  km, Rauschzahl pro Verstärker 6 dB)

Physikalisch verständlich und quantifizierbar wird diese Degradation im geringen Leistungsbereich durch Auswertung der Zusatzeinfügedämpfung der faseroptischen Kompensatoren. Zur weiteren Diskussion ist es zweckmäßig, zwischen drei Konfigurationen des erweiterten Standardfasersystems zu unterscheiden (siehe Abbildung 12.21: Zum einen besteht die Möglichkeit, die zwischen zwei unmittelbar konsekutiven Verstärkern akkumulierte Dispersion durch einen Faserequalizer am Orte eines jeden Verstärkers selbst auszugleichen, bzw. eine Vorverzerrung für die nachfolgende anomal-dispersive Strecke



durchzuführen (Abbildung 12.20a). Alternativ hierzu kann ein Ausgleich jedoch auch am Orte eines jeden zweiten Verstärkers erfolgen (Abbildung 12.20b). Während in beiden obigen Anordnungen die Zusatzeinfügedämpfung  $\Gamma_{dc}$ ,

$$\Gamma_{dc} := \alpha_{dc} \cdot L_{dc} \quad (12.39)$$

eines jeden Kompensators durch Erhöhung des Gewinns des unmittelbar vor- oder nachgeschalteten Verstärkers  $G_{OA}$  gemäß

$$G_{OA} \stackrel{!}{=} \exp(\Gamma_{dc} + \alpha_{st} L_{st}) \quad (12.40)$$

ausgeglichen wird, besteht ferner noch die Möglichkeit, einen weiteren Verstärker zum Ausgleich dieser zusätzlichen Dämpfung einzusetzen (Abbildung 12.21c). Wie wir im folgenden zeigen werden, können diese drei Konfigurationen je nach Maßgabe des verwendeten Faserequalizers zu stark abweichenden Übertragungscharakteristiken führen. So wirkt sich die zusätzliche Dämpfung in den Anordnungen respektive in nachfolgenden Rauscherhöhungsfaktoren  $F_{dc}$  aus

$$F_{dc,b} = \frac{\exp\{\Gamma_{dc} + \alpha_{st} L_{st}\} - 1}{\exp\{\alpha_{st} L_{st}\} - 1}, \quad (12.41)$$

$$F_{dc,c} = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \frac{\exp\{2 \cdot \Gamma_{dc} + \alpha_{st} L_{st}\} - 1}{\exp\{\alpha_{st} L_{st}\} - 1}, \quad (12.42)$$

$$F_{dc,d} = 1 + \frac{\exp\{\Gamma_{dc}\} - 1}{\exp\{\alpha_{st} L_{st}\} - 1}. \quad (12.43)$$

In dieser Form entspricht die zu kompensierende Länge  $L_{st}$  gerade dem Verstärkerabstand des Referenzsystems  $\Delta_{OA,ref}$ . Es sei bemerkt, daß im gemanagten System der Verstärkerabstand gemessen an dieser Referenzlänge zwar vergrößert ist, gleichsam jedoch die Anzahl optischer Verstärker unmittelbar durch  $N_{OA,MANAGE} = L_{st,tot}/\Delta_{OA,ref}$  gegeben ist, wobei diese Anzahl für Konfiguration d zu verdoppeln ist. Hierbei bezeichnet  $L_{st,tot}$  die effektiv überbrückbare Standardfaserlänge. Die effektive Rauschzahl der Verstärkerkaskade des durch Faseroptisches Dispersionsmanagement erweiterten Systems  $F_{cas,MANAGE}$  berechnet sich dann zu

$$F_{cas,MANAGE} := F_{cas} \cdot F_{dc,i}, \quad (12.44)$$

mit  $i = b, c, d$  und  $F_{cas}$  nach Gleichung (6.42). Die Ableitung dieser Erhöhungsfaktoren sollte bei vollem Verständnis der in Kapitel 6 erarbeiteten Grundlagen dem Leser trivial erscheinen.

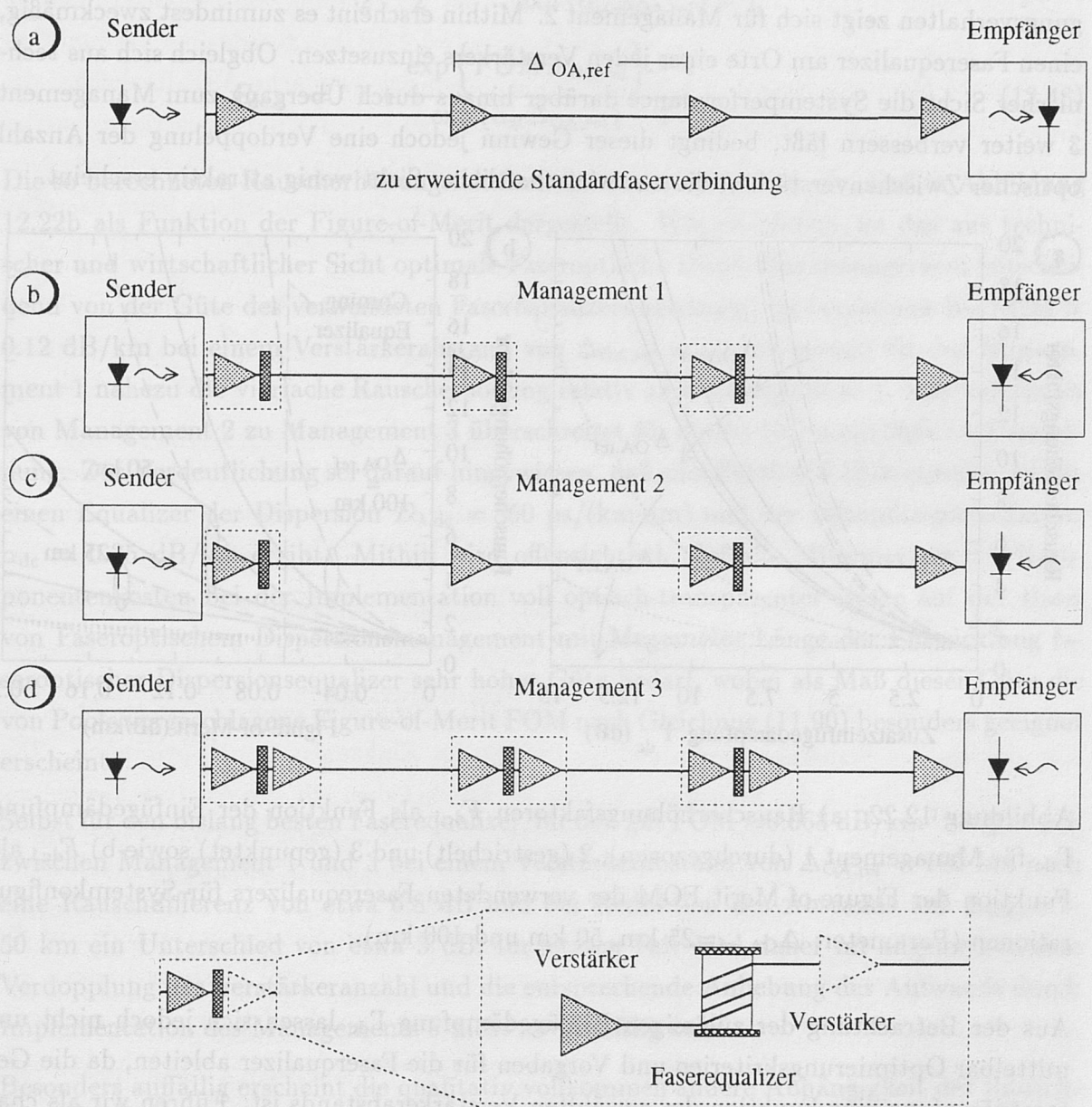


Abbildung 12.21: Diskussion des optimalen Faseroptischen Dispersionsmanagements



Für die drei betrachteten Konfigurationen und die Verstärkerabstände  $\Delta_{\text{OA,ref}} = 25 \text{ km}$ ,  $50 \text{ km}$  sowie  $100 \text{ km}$  zeigt Abbildung 12.22a den Verlauf der Erhöhungsfaktoren als Funktion der Einfügedämpfung  $\Gamma_{\text{dc}}$ . Offensichtlich ergeben sich im Bereich höherer Einfügedämpfungen deutliche Unterschiede der linearen Systemperformance. Das schlechteste Übertragungsverhalten zeigt sich für Management 2. Mithin erscheint es zumindest zweckmäßig, einen Faserequalizer am Orte eines jeden Verstärkers einzusetzen. Obgleich sich aus technischer Sicht die Systemperformance darüber hinaus durch Übergang zum Management 3 weiter verbessern läßt, bedingt dieser Gewinn jedoch eine Verdoppelung der Anzahl optischer Zwischenverstärker, die aus wirtschaftlicher Sicht wenig attraktiv erscheint.

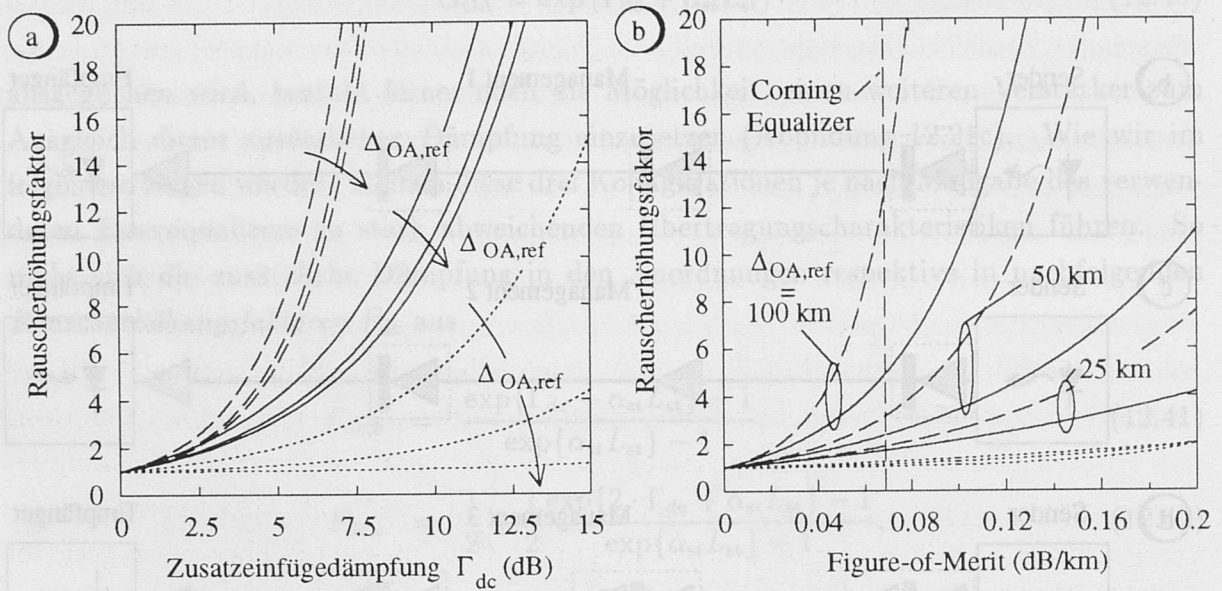


Abbildung 12.22: a) Rauscherhöhungsfaktoren  $F_{\text{dc},i}$  als Funktion der Einfügedämpfung  $\Gamma_{\text{dc}}$  für Management 1 (durchgezogen), 2 (gestrichelt) und 3 (gepunktet) sowie b)  $F_{\text{dc},i}$  als Funktion der Figure-of-Merit FOM des verwendeten Faserequalizers für Systemkonfigurationen (Parameter:  $\Delta_{\text{OA,ref}} = 25 \text{ km}$ ,  $50 \text{ km}$  und  $100 \text{ km}$ )

Aus der Betrachtung der zulässigen Einfügedämpfung  $\Gamma_{\text{dc}}$  lassen sich jedoch nicht unmittelbar Optimierungskriterien und Vorgaben für die Faserqualizer ableiten, da die Gesamtdämpfung eine Funktion des gewählten Verstärkerabstands ist. Führen wir als charakteristische Größe zur Beschreibung der Performance eines Equalizers die Figure-of-Merit FOM nach Gleichung (11.90) ein, so ergibt sich die Identität

$$\text{FOM} \cdot L_{\text{st}} = \alpha_{\text{dc}} L_{\text{dc}} = \Gamma_{\text{dc}}. \quad (12.45)$$

Die Substitution von (12.45) in die Gleichungen (12.41)-(12.43) führt dann zu nachstehenden Ausdrücken

$$F_{dc,b} = \frac{\exp \left\{ \left( \alpha_{st} + F\tilde{O}M \right) \Delta_{OA,ref} \right\} - 1}{\exp \left\{ \alpha_{st} \Delta_{OA,ref} \right\} - 1}, \quad (12.46)$$

$$F_{dc,c} = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \frac{\exp \left\{ \left( \alpha_{st} + 2F\tilde{O}M \right) \Delta_{OA,ref} \right\} - 1}{\exp \left\{ \alpha_{st} \Delta_{OA,ref} \right\} - 1}, \quad (12.47)$$

$$F_{dc,d} = 1 + \frac{\exp \left\{ F\tilde{O}M \Delta_{OA,ref} \right\} - 1}{\exp \left\{ \alpha_{st} \Delta_{OA,ref} \right\} - 1}. \quad (12.48)$$

Die so berechneten Rauscherhöhungsfaktoren der drei Konfigurationen sind in Abbildung 12.22b als Funktion der Figure-of-Merit dargestellt. Wie ersichtlich, ist das aus technischer und wirtschaftlicher Sicht optimale Faseroptische Dispersionsmanagement entscheidend von der Güte des verwendeten Faserequalizers abhängig. So ergibt sich für  $FOM > 0.12$  dB/km bei einem Verstärkerabstand von  $\Delta_{OA,ref} = 50$  km bereits für das Management 1 nahezu die vierfache Rauscherhöhung relativ zum Management 3. Das Verhältnis von Management 2 zu Management 3 überschreitet für diesen Fall sogar eine Größenordnung. Zur Verdeutlichung sei darauf hingewiesen, daß sich  $FOM \approx 0.12$  beispielsweise für einen Equalizer der Dispersion  $D_{\lambda,dc} = -50$  ps/(km·nm) und der Dämpfungskonstanten  $\alpha_{dc} = 0.35$  dB/km ergibt. Mithin wird offensichtlich, daß die Minimierung der Komponentenkosten bei der Implementation voll optisch-transparenter Netze auf der Basis von Faseroptischem Dispersionsmanagement mit Megameter Länge der Entwicklung faseroptischer Dispersionsequalizer sehr hoher Güte bedarf, wobei als Maß dieser Güte die von Poole vorgeschlagene Figure-of-Merit FOM nach Gleichung (11.90) besonders geeignet erscheint.

Selbst für den bislang besten Faserequalizer, für den gilt  $FOM \approx 0.068$  dB/km<sup>11</sup> ergibt sich zwischen Management 1 und 3 bei einem Verstärkerabstand von  $\Delta_{OA,ref} = 100$  km noch eine Rauschdifferenz von etwa 6.8 dB und bei Reduktion des Abstands auf  $\Delta_{OA,ref} = 50$  km ein Unterschied von etwa 3 dB. Im letzten Fall wird daher im allgemeinen eine Verdopplung der Verstärkeranzahl und die entsprechende Anhebung des Aufwands durch Implementation des Managements 3 nicht zweckmäßig sein.

Besonders auffällig erscheint die qualitativ vollkommen andere Abhängigkeit der Rauschzahlerrhöhung als Funktion des Verstärkerabstands für den Fall des Managements 3: Während sich für die beiden übrigen Anordnungen eine deutliche Varianz bei Veränderung von  $\Delta_{OA,ref}$  einstellt, bleibt hier die Performance im untersuchten Bereich nahezu unbeeinflusst. Dies liegt darin begründet, daß die Erhöhung des Gewinns kurz vor bzw. unmittelbar im Bereich des exponentiellen Anstiegs (siehe Gleichung (6.42)) zu einer erheblichen Beein-

<sup>11</sup>siehe Kapitel 11.3.4



flussung des Rauschverhaltens führt. Erfolgt jedoch der Ausgleich dieser Zusatzverluste durch einen additiven Verstärker, so bleibt das akkumulierte Rauschen der Standardfasersegmente die eigentliche determinierende Störgröße, gegenüber welcher die Degradation des Rauschverhaltens durch die Equalizer nur bei Einsatz von Kompensatoren geringer Güte ins Gewicht fällt. Als Spezialfall ergibt sich bei Verwendung von Equalizern der Dispersion  $D_{\lambda,dc} = -D_{\lambda,st} = -17 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$  und  $\alpha_{dc} = \alpha_{st} = 0.2 \text{ dB/km}$  gerade eine Verdopplung der Anzahl optischer Zwischenverstärker und folglich das zweifache ASE-Rauschen. Im Vergleich hierzu käme es beim Management 1 und 2 zu einem explosionsartigen Anstieg der Rauschleistung, die bereits auf der Strecke zu einer Sättigung der optischen Zwischenverstärker führen würde. Derartige Sättigungsphänomene blieben jedoch beim Erstellen von Abbildung 12.22 unberücksichtigt.

Mit den so abgeleiteten Diagrammen ist es dem Systemingenieur in einfacher Weise möglich, die linearen Kapazitätsgrenzen der gemanagten Konfiguration abzuschätzen. Hierzu ist mit Gleichung (6.65) und Abbildung 6.11 zunächst die minimal notwendige mittlere optische Leistung  $P_{\min,DD}$  zu quantifizieren. Anschließend ergibt sich für den gewählten Typ des Managements und nach Maßgabe des verfügbaren Faserequalizers aus Abbildung 12.22 der Erhöhungsfaktor  $F_{dc}$ , mit welchem die lineare minimale Leistungsangabe  $P_{\min,DD}$  dann zu multiplizieren ist. Der so erhaltene minimal erforderliche mittlere optische Leistungspegel am Ausgang der Zwischenverstärker  $P_{\min,MANAGE} = P_{\min,DD} \cdot F_{dc}$  ist dann mit dem geforderten Dynamikbereich zu vergleichen.

Wir wollen nun das Design des Faseroptischen Dispersionsmanagements im Hinblick auf die nichtlineare Selbstphasenmodulation (SPM) des Einkanalsystems optimieren. Unter Berücksichtigung der bisherigen Ergebnisse beschränken wir die Analyse hierbei auf Konfiguration b in Abbildung 12.21. Als Datenrate wurde  $B = 10 \text{ Gbit/s}$  und die zu erweiternde Standardfaserlänge zu  $L_{st,tot} = 1000 \text{ km}$  (1 Megameter) gewählt.

Zunächst zeigt Abbildung 12.23a den Einfluß des optischen Verstärkerabstands auf die erreichbare Performance. Wie zu erwarten, ergibt sich im geringen Leistungsbereich mit zunehmendem  $\Delta_{OA}$  ein höheres Penalty, dessen Überwindung die Erhöhung der mittleren optischen Signalleistung  $P_{ave}$  bedingt. Dies ist jedoch nicht unbegrenzt möglich, da durch das Einsetzen der nichtlinearen Selbstphasenmodulation bei Leistungspegeln um etwa  $P_{ave} \approx 7 \text{ dBm}$  die nichtlineare Signalverzerrung zu einer drastisch einsetzenden Systemdegradation führt. Bevor wir diese genauer untersuchen, wollen wir veranschaulichen, daß in Konsistenz zu dem untersuchten Verhalten bei Neuinstallation gemanagter Systeme auch bei der Erweiterung bereits verlegter Standardfasersysteme durch Faseroptisches Dispersionsmanagement die optimale Performance bei Vorschalten der Faserequalizer anstelle der anomal-dispersiven Standardfasern erreicht wird. Hierzu zeigt Abbildung 12.23b die

entsprechenden Verläufe für dieselben Parameter wie in 12.23a, doch bei Inversion der Faserfolge. Wie ersichtlich, ergibt sich in diesem Fall im untersuchten System bereits bei einem Verstärkerabstand von  $\Delta_{OA,ref} = 50$  km eine erhebliche Verschlechterung des Übertragungsverhaltens.

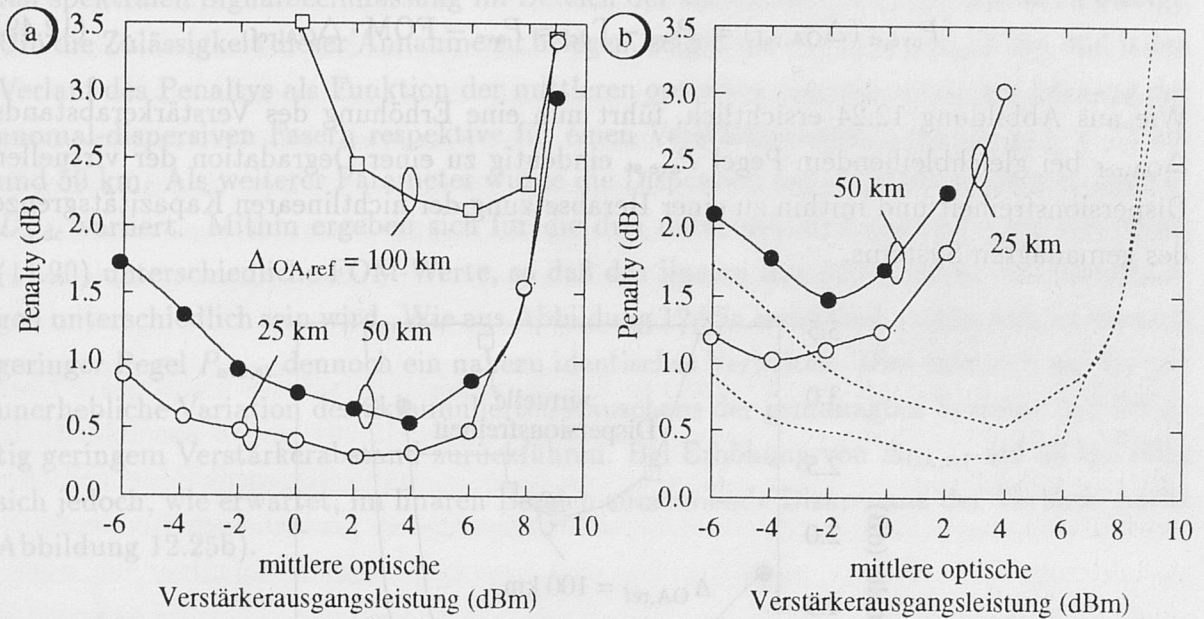


Abbildung 12.23: Einfluß des Verstärkerabstands auf die Systemperformance des Managements 1: a) bei Vorschalten der Equalizer und b) bei Nachschalten der Equalizer (Parameter:  $B=10$  Gbit/s, überbrückte Standardfaserlänge 1000 km,  $D_{\lambda,dc}=-80$  ps/(km·nm),  $\alpha_{dc}=0.32$  dB/km)

Betrachten wir nun die Übertragungscharakteristik des optimalen Systems, d.h. bei vorgeschaltetem Kompensator genauer: Zunächst mag es den Leser überraschen, daß im nichtlinearen Bereich das Penalty nahezu unabhängig vom gewählten Verstärkerabstand und damit auch unabhängig von der Elementanzahl  $N_{el}$  erscheint. Verständlich wird dies jedoch, wenn man bedenkt, daß Abbildung 12.23 das Penalty als Funktion der mittleren optischen Leistung unmittelbar am Ausgang der Zwischenverstärker und folglich am Eingang der Faserqualizer aufgetragen ist. Mithin impliziert eine Variation des Verstärkerabstands  $\Delta_{OA,ref}$  bei gegebener Figure-of-Merit des eingesetzten Kompensators eine Anpassung der Länge desselben, so daß der in die anomal-dispersiven Faserteilelemente eintretende Pegel ebenfalls verändert wird. Daher erwarten wir eine Änderung des nichtlinearen Verhaltens. Wie gezeigt werden kann, wirkt die bei Erhöhung von  $\Delta_{OA}$  erfolgende Verringerung des in die anomale Standardfaser eintretenden Pegels  $P_{ave,st}$  im Sinne einer Reduktion des SPM-Penaltys, die in den betrachteten Fällen gerade die Degradation der virtuellen Dispersionsfreiheit durch Abnahme der Elementanzahl  $N_{el}$  ausgleicht. Um dies weiter



zu veranschaulichen, überführen wir die in Abbildung 12.23a gezeigte Abhängigkeit des Penaltys von der mittleren optischen Leistung unmittelbar am Verstärkerausgang  $P_{\text{ave}}$  in eine Abhängigkeit vom mittleren optischen Pegel  $P_{\text{ave,st}}$ . Hierbei nutzen wir den Zusammenhang

$$P_{\text{ave,st}}(\Delta_{\text{OA,ref}}) = P_{\text{ave}} - \Gamma_{\text{dc}} = P_{\text{ave}} - \text{FOM} \cdot \Delta_{\text{OA,ref}}. \quad (12.49)$$

Wie aus Abbildung 12.24 ersichtlich, führt nun eine Erhöhung des Verstärkerabstands  $\Delta_{\text{OA,ref}}$  bei gleichbleibendem Pegel  $P_{\text{ave,st}}$  eindeutig zu einer Degradation der virtuellen Dispersionsfreiheit und mithin zu einer Herabsetzung der nichtlinearen Kapazitätsgrenze des gemanagten Systems.

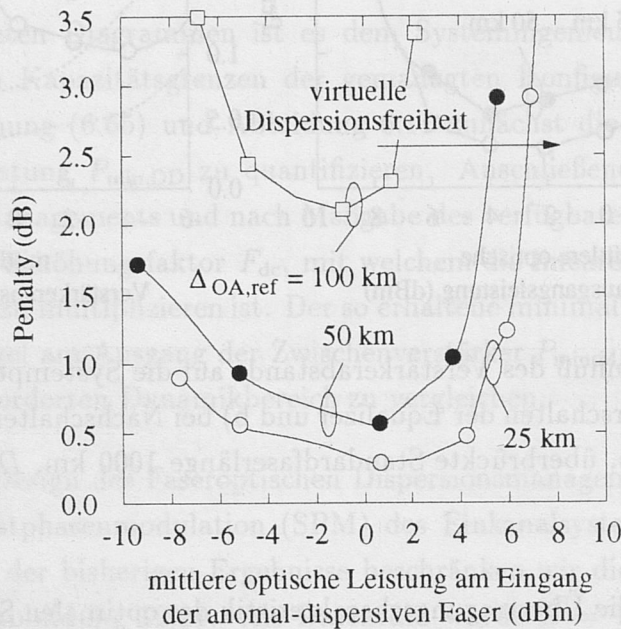


Abbildung 12.24: Performance als Funktion des mittleren optischen Leistungspegels in der Standardfaser  $P_{\text{ave,st}}$  bei Vorschalten der Equalizer (Parameter:  $B=10$  Gbit/s, überbrückte Standardfaserlänge 1000 km,  $D_{\lambda,\text{dc}}=-80$  ps/(km·nm),  $\alpha_{\text{dc}}=0.32$  dB/km)

Aus diesen Ergebnissen können wir ersehen, daß zum Aufbau voll optisch-transparenter Systeme im Megameter Bereich der technisch betrachtet optimale Verstärkerabstand  $\Delta_{\text{OA,ref}} = 25$  km beträgt. Bei Verringerung der geforderten Systemreserve erscheint jedoch auch ein höherer Abstand bis zu  $\Delta_{\text{OA,ref}} = 50$  km realisierbar. Dennoch bedingt dies ein sehr sorgfältiges Design. Hierbei sei nochmals darauf hingewiesen, daß dieses kritischere Rausch- und Nichtlinearitätsverhalten des erweiterten Systems im Vergleich zur neuinstallierten Datenverbindung zum einen aus der zusätzlichen Einfügedämpfung und zum anderen aus der Verlängerung der Strecke anomal-dispersiver Standardfaser resultiert.

Bei der obigen Diskussion haben wir die Änderung der Systemperformance im Bereich der nichtlinearen Kapazitätsgrenze bei Variation des Verstärkerabstands und gleichbleibendem Pegel  $P_{\text{ave,st}}$  unmittelbar mit der Effizienz des Dispersionsmanagements verknüpft. Implizit haben wir hierbei jedoch vorausgesetzt, daß der wesentliche Anteil der nichtlinearen spektralen Signalbeeinflussung im Bereich der anomal-dispersiven Glasfasern erfolgt. Um die Zulässigkeit dieser Annahme zu belegen, zeigen die Abbildungen 12.25a und b den Verlauf des Penaltys als Funktion der mittleren optischen Signalleistung am Eingang der anomal-dispersiven Fasern respektive für einen Verstärkerabstand von  $\Delta_{\text{OA,ref}} = 25 \text{ km}$  und  $50 \text{ km}$ . Als weiterer Parameter wurde die Dispersion des eingesetzten Kompensators  $D_{\lambda,\text{dc}}$  variiert. Mithin ergeben sich für die drei untersuchten Equalizer nach Gleichung (11.90) unterschiedliche FOM-Werte, so daß das lineare Rauschverhalten der Anordnungen unterschiedlich sein wird. Wie aus Abbildung 12.25a ersichtlich, ergibt sich im Bereich geringer Pegel  $P_{\text{ave,st}}$  dennoch ein nahezu identisches Verhalten. Dies läßt sich auf die nur unerhebliche Variation des akkumulierten Rauschens der gemanagten Systeme mit derartig geringem Verstärkerabstand zurückführen. Bei Erhöhung von  $\Delta_{\text{OA,ref}}$  auf  $50 \text{ km}$  zeigt sich jedoch, wie erwartet, im linearen Bereich zunehmende Diskrepanz der Verläufe (siehe Abbildung 12.25b).

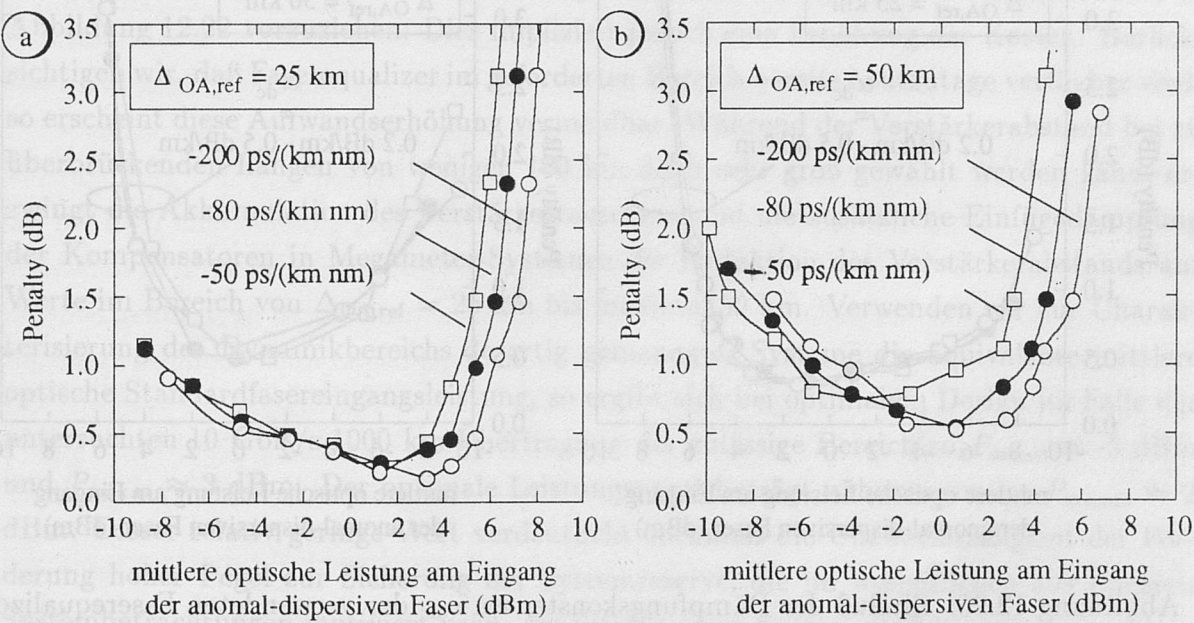


Abbildung 12.25: Einfluß der Dispersion  $D_{\lambda,\text{dc}}$  der verwendeten Faserequalizer auf die erreichbare Systemperformance: a) Verstärkerabstand  $\Delta_{\text{OA,ref}}=25 \text{ km}$  und b)  $\Delta_{\text{OA,ref}}=50 \text{ km}$  (Parameter:  $B=10 \text{ Gbit/s}$ , überbrückte Standardfaserlänge  $1000 \text{ km}$ ,  $D_{\lambda,\text{dc}}=-50 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$ ,  $-80 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$ ,  $-200 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$ ,  $\alpha_{\text{dc}}=0.32 \text{ dB/km}$ ,  $A_{\text{eff,dc}} = A_{\text{eff,st}}=80 \mu\text{m}^2$ )



Wie ferner aus beiden Diagrammen ersichtlich, ergibt sich im Bereich der nichtlinearen Kapazitätsgrenze auch bei Erhöhung der Equalizerdispersion von  $D_{\lambda,dc} = -50 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$  auf  $D_{\lambda,dc} = -200 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$  lediglich eine Verschiebung der zulässigen Grenzpegel um etwa 2 dB, die unter den durch Veränderung des Verstärkerabstands erzielten Performancevariationen liegt (vgl. Abbildung 12.25 a und b). Im besonderen sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, daß bei Veränderung der chromatischen Dispersion des Faserequalizers die effektive Fläche konstant bei  $A_{\text{eff},dc} = A_{\text{eff},st} = 80 \mu\text{m}^2$  gehalten wurde. Wie in Kapitel 11.3.4 gezeigt, bedingt jedoch das Erreichen eines hohen Kompensationspotentials  $D_{\lambda,dc}$  eine Verringerung des Faserquerschnitts, die sich, wie in Kapitel 8.2.2 erläutert, in einer Reduktion der zulässigen Leistungspegel bemerkbar macht. In praxi wären daher in den Abbildungen 12.25 a und b nahezu identische nichtlineare Kapazitätsgrenzen zu erwarten und bezüglich der gezeigten Grenzen tendenziell geringer.

Abschließend wollen wir den Einfluß der Equalizerdämpfung auf das nichtlineare Übertragungsverhalten diskutieren. Hierzu ist in Abbildung 12.26a und b das Penalty für  $\Delta_{\text{OA},\text{ref}} = 25 \text{ km}$  respektive  $50 \text{ km}$  als Funktion von  $P_{\text{ave},st}$  für verschiedene Equalizerdämpfungen aufgetragen, wobei die Dispersion des Kompensators konstant gehalten wurde.

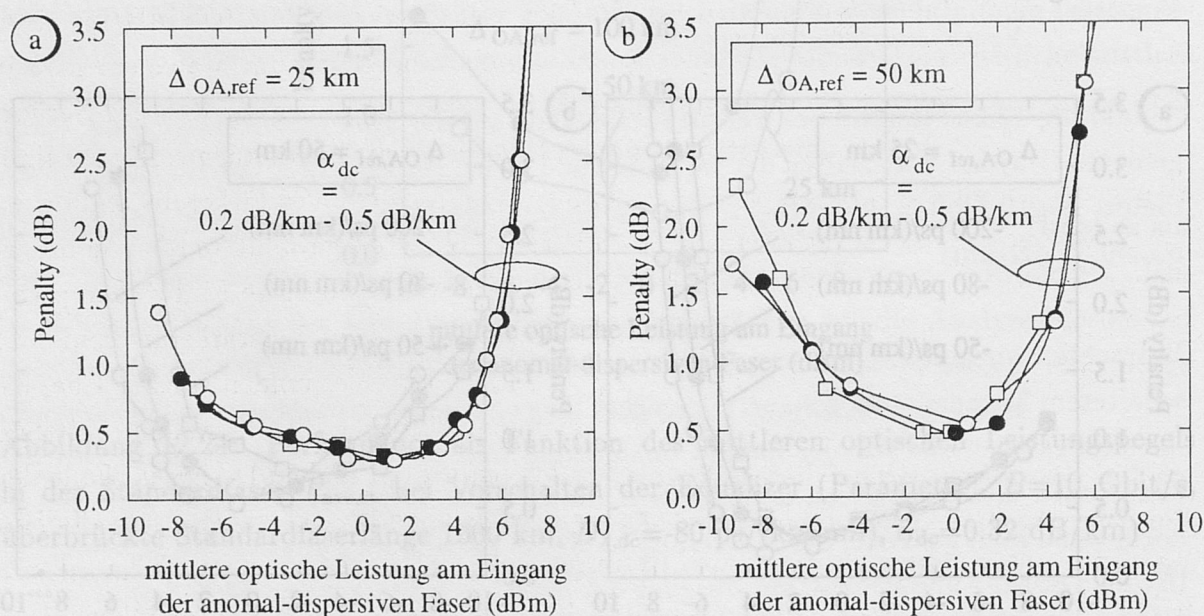


Abbildung 12.26: Einfluß der Dämpfungskonstanten  $\alpha_{dc}$  der verwendeten Faserequalizer auf die mit dem Management 1 erreichbare Systemperformance: a) Verstärkerabstand  $\Delta_{\text{OA},\text{ref}} = 25 \text{ km}$  und b)  $\Delta_{\text{OA},\text{ref}} = 50 \text{ km}$  (Parameter:  $B = 10 \text{ Gbit/s}$ , überbrückte Standardfaserlänge  $1000 \text{ km}$ ,  $\alpha_{\lambda,dc} = 0,2 \text{ dB/km}$ ,  $0,32 \text{ dB/km}$ ,  $0,5 \text{ dB/km}$ ,  $D_{\lambda,dc} = -80 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$ ,  $A_{\text{eff},dc} = A_{\text{eff},st} = 80 \mu\text{m}^2$ )

Wie unmittelbar ersichtlich, ergibt sich bei  $\Delta_{\text{OA},\text{ref}} = 25 \text{ km}$  sowohl im linearen als auch

im nichtlinearen Bereich unabhängig von der spezifischen Dämpfungskonstante  $\alpha_{dc}$  eine vollständige Übereinstimmung der Verläufe. Während diese Konsistenz im linearen Bereich wiederum auf die nur insignifikante Änderung des Rauschens zurückzuführen ist (siehe Abbildung 6.11), ergibt sich bei konstanter Dispersion  $D_{\lambda,dc}$  und konstanter Länge  $\Delta_{OA,ref}$  stets qualitativ dieselbe Pulsform am Eingang der anomal-dispersiven Glasfaser. Lediglich die genaue Pulsleistung variiert nach Maßgabe der Differenz der Dämpfungskonstanten  $\alpha_{dc}$ , die jedoch durch die Skalierung gemäß Gleichung (12.49) in dieser Auftragung ausgeglichen wird. Bei Zunahme des Verstärkerabstands auf  $\Delta_{OA,ref} = 50$  km variiert die Figure-of-Merit durch die Änderung der Equalizerdämpfung von  $\alpha_{dc} = 0.2$  auf  $0.5$  dB im Bereich von  $FOM = 0.0425 \dots 0.106$ , was ein divergentes Verhalten im Bereich geringer Leistungspegel erwarten läßt. Dies wird durch die numerisch ermittelten Verläufe in Abbildung 12.25b bestätigt. Im Bereich der nichtlinearen Grenze hingegen ergibt sich wiederum ein nahezu invariantes Verhalten.

Mithin können wir im Hinblick auf das Design voll optisch-transparenter Systeme schließen, daß das in Abbildung 12.22b gezeigte Management 1 aus technischer und wirtschaftlicher Sicht die optimale Lösung darstellt. Voraussetzung hierfür ist jedoch, daß die Figure-of-Merit der verfügbaren Faserequalizer im Bereich von  $FOM \approx 0.06 \dots 0.08$  dB/km liegt. Ansonsten wäre aus technischen Gesichtspunkten ein Übergang zum Management 3 in Abbildung 12.22 vorzuziehen. Dies impliziert jedoch eine Erhöhung der Kosten. Berücksichtigen wir, daß Faserequalizer im geforderten Bereich bereits heutzutage verfügbar sind, so erscheint diese Aufwandserhöhung vermeidbar. Während der Verstärkerabstand bei zu überbrückenden Längen von wenigen 100 km dann sehr groß gewählt werden kann, erzwingt die Akkumulation des Verstärkerrauschens und die zusätzliche Einfügedämpfung der Kompensatoren in Megameter-Systemen die Reduktion des Verstärkerabstands auf Werte im Bereich von  $\Delta_{OA,ref} = 25$  km bis maximal 50 km. Verwenden wir zur Charakterisierung des Dynamikbereichs derartig gemanagter Systeme die äquivalente mittlere optische Standardfasereingangsleistung, so ergibt sich bei optimalem Design im Falle der untersuchten 10 Gbit/s-1000 km-Übertragung der zulässige Bereich zu  $P_{min,st} \approx -5$  dBm und  $P_{max,st} \approx 3$  dBm. Der optimale Leistungspegel beträgt näherungsweise  $P_{ave,opt} \approx 2$  dBm. Dieser relativ geringe Wert verdeutlicht nochmals die Unzweckmäßigkeit der Forderung hoher Pegel zur Sicherung der Systemreserve, die im wesentlichen aus linearen Systembetrachtungen motiviert wird. Im nichtlinearen System muß hingegen sowohl zu hohen als auch zu geringen Leistungspegeln hinreichend Reserve bestehen, um ein langzeitstabiles Übertragungsverhalten der implementierten Glasfaserverbindung zu garantieren.

Bei der Verknüpfung derartig designer Systeme zum voll optisch-transparenten Netz garantiert der Dispersionsausgleich am Orte eines jeden Verstärkers stets die effiziente Kompensation, unabhängig vom spezifischen Weg. Ferner ist ein Einspeisen von Signalen an



jedem Verstärker möglich. Im Hinblick auf die optimale Evolution eines solchen Netzwerks ist jedoch unbedingt die Performance eines einmal konfigurierten Systems bei Änderung der Datenrate zu untersuchen. Im rein linearen System ergibt sich hierbei prinzipiell keine wesentliche Abhängigkeit, mit Ausnahme des etwaig verbleibenden  $\beta_3$ -Anteils. Um Aussagen für nichtlineare Systeme abzuleiten, wurden numerische Split-Step-Studien eines gemanagten Systems der Standardfaserlänge  $L_{st} = 1000$  km bei zwei verschiedenen Bitraten durchgeführt, wobei die Anzahl der Elemente  $N_{el}$  des Faseroptischen Dispersionsmanagements variiert wurde. Zur Unterdrückung des Einflusses der Verstärkerkonfiguration wurde hierbei die Dämpfung der Faser zu Null gewählt. Der mittlere optische Sendepiegel betrug  $P_{ave} = -5$  dBm.

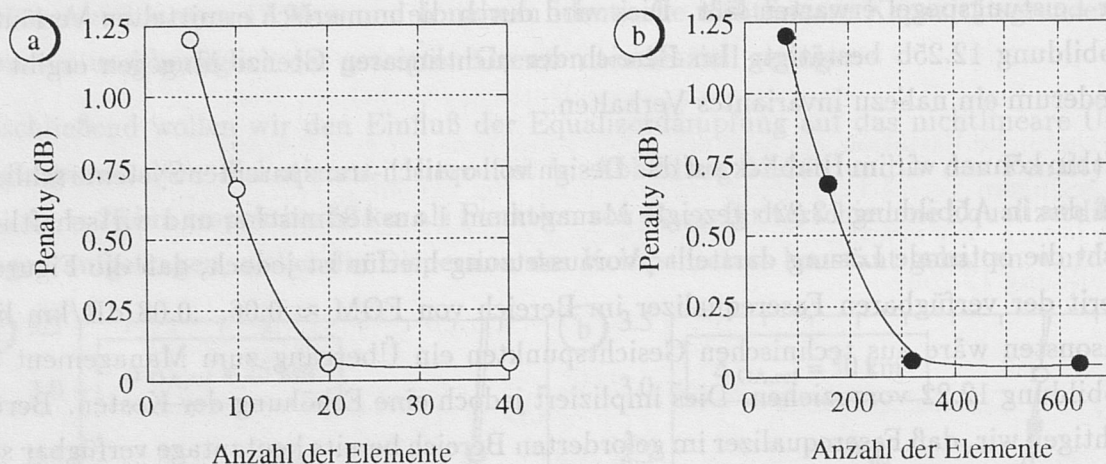


Abbildung 12.27: Einfluß der Datenrate auf die Performance von Systemen mit Faseroptischem Dispersionsmanagement: a) Penalty als Funktion der Elementanzahl bei  $B=10$  Gbit/s und b) bei  $B=40$  Gbit/s (Parameter:  $L_{st}=1000$  km,  $D_{\lambda,st}=17$  ps/(km·nm),  $D_{\lambda,dc}=-80$  ps/(km·nm),  $\alpha_{st} = \alpha_{dc} = 0$ ,  $P_{ave}=-5$  dBm)

Aus dem Vergleich der Abbildungen 12.27 a und b wird zunächst deutlich, daß sich im nichtlinearen System eine erhebliche Abhängigkeit der Performance von der Datenrate ergibt. Im besonderen bedingt der Übergang von 10 Gbit/s zur 40 Gbit/s-Einkanal-(TDM-)Übertragung eine beträchtliche Erhöhung der Elementanzahl zur Sicherung einer ausreichenden Systemgüte. Tragen wir nun diese Ergebnisse in normierter Form auf, wobei wir die Elementlänge  $L_{el} = L/N_{el}$  durch die lineare Dispersionsgrenze der spezifischen Datenrate  $L_{lin,IM/DD}$  dividieren, so erkennen wir aus Abbildung 12.28, daß sich ein vollkommen identischer Verlauf für beide Datenraten ergibt.

Mithin können wir die oben abgeleiteten Ergebnisse unmittelbar auf 40 Gbit/s-TDM-Systeme übertragen. Hiernach bedingt das Erreichen eines Penaltys unter 1 dB näherungsweise die Forderung

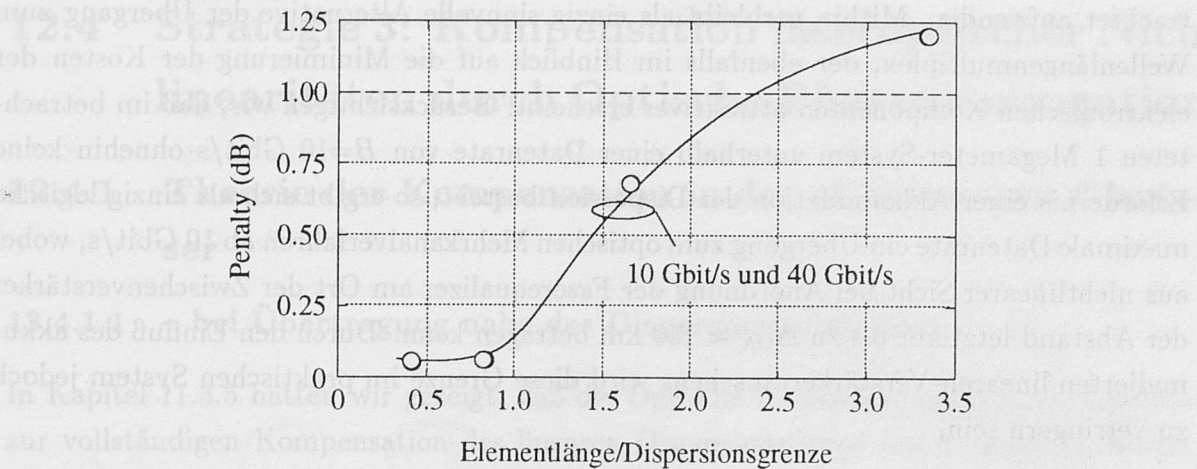


Abbildung 12.28: Einfluß der Datenrate auf die Performance von Systemen mit Faseroptischem Dispersionsmanagement: Vergleich der Datenraten  $B=10$  Gbit/s und  $B=40$  Gbit/s in normierter Darstellung (Parameter:  $L_{st}=1000$  km,  $D_{\lambda,st}=17$  ps/(km·nm),  $D_{\lambda,dc}=-80$  ps/(km·nm),  $\alpha_{st} = \alpha_{dc} = 0$ , mittlere Senderausgangsleistung  $P_{ave}=-5$  dBm

Dispersionsmanagement untersucht werden.

$$L_{el} \stackrel{!}{<} 2.5 \cdot L_{lin,IM/DD}. \quad (12.50)$$

Während bei  $B = 10$  Gbit/s daraus folgt  $L_{el,10Gbit/s} < 150$  km ergibt sich aufgrund der viel geringeren Dispersionsgrenze bei Übergang zu 40 Gbit/s bereits  $L_{el,40Gbit/s} < 10$  km. Die spezifischen Anforderungen sind natürlich vom genauen Leistungspegel abhängig: Bei Verringerung von  $P_{ave}$  nähern wir uns beispielsweise dem rein linearen Übertragungsfall an, bei dem eine beliebig große Elementlänge zulässig ist, ohne daß die Dispersionskompensation in ihrer Effizienz geschwächt ist. Werden hingegen höhere Leistungspegel als im Beispiel genutzt, so ist die Elementlänge weiter zu verkürzen, als durch Gleichung (12.50) gegeben. Dennoch kann allgemein die Unzweckmäßigkeit einer 40 Gbit/s-Einkanal-TDM-Übertragung im System mit Faseroptischem Dispersionsmanagement festgestellt werden. Einzig zur Überbrückung geringer Distanzen, von einigen 10 km, könnte eine derartige Übertragung in Betracht gezogen werden.

Für die praktische Netzwerkevolution bedeutet dies, daß Langstreckensysteme mit Faseroptischem Dispersionsmanagement hinsichtlich des reinen Zeitmultiplex *nicht* transparent sind; vielmehr bedingt die Möglichkeit der sukzessiven Erhöhung der Datenrate von vornherein die Optimierung des Designs nach Maßgabe der angestrebten höchsten Datenrate. Gerade dies soll jedoch durch die Forderung nach Transparenz umgangen werden, um so die Notwendigkeit vorgezogener, stark Risiko-behafteter Investitionen, die durch Erwartung späterer Szenarien motiviert sind, zu vermeiden. Darüber hinaus erscheint eine derartig geringe Elementlänge auch vom technischen Gesichtspunkt her be-



trachtet aufwendig. Mithin verbleibt als einzig sinnvolle Alternative der Übergang zum Wellenlängenmultiplex, der ebenfalls im Hinblick auf die Minimierung der Kosten der elektronischen Komponenten attraktiver erscheint. Berücksichtigen wir, daß im betrachteten 1 Megameter-System unterhalb einer Datenrate von  $B=10$  Gbit/s ohnehin keine Erfordernis einer Akkomodation der Dispersion besteht, so ergibt sich als einzig logische maximale Datenrate ein Übergang zum optischen Mehrkanalverfahren ab 10 Gbit/s, wobei aus nichtlinearer Sicht bei Anordnung der Faserequalizer am Ort der Zwischenverstärker der Abstand letzterer bis zu  $\Delta_{OA} \approx 150$  km betragen kann. Durch den Einfluß des akkumulierten linearen Verstärkerrauschens wird diese Grenze im praktischen System jedoch zu verringern sein.

## 12.4 Strategie 3: Kompensation faseroptischer Nichtlinearitäten durch Optische Phasenkonjugation

### 12.4.1 Theorie der Kompensation in der nichtlinearen Glasfaser

#### 12.4.1.1 – bei Übertragung nahe des Dispersionsminimums

In Kapitel 11.3.5 hatten wir gezeigt, daß die Optische Phasenkonjugation das Potential zur vollständigen Kompensation des linearen Dispersionschirps erster Ordnung besitzt. Es liegt daher die Frage nahe, ob die Phasenkonjugation darüber hinaus auch den durch Selbstphasenmodulation in nicht-dispersiven Glasfasern generierten nichtlinearen Chirp zu kompensieren vermag. Schließlich muß auch der Einfluß der Konjugation auf die vom Wechselspiel der chromatischer Dispersion und der SPM in dispersiven Glasfasern hervorgebrachten Störungen, insbesondere im Vergleich zu Systemen mit Faseroptischem Dispersionsmanagement untersucht werden.

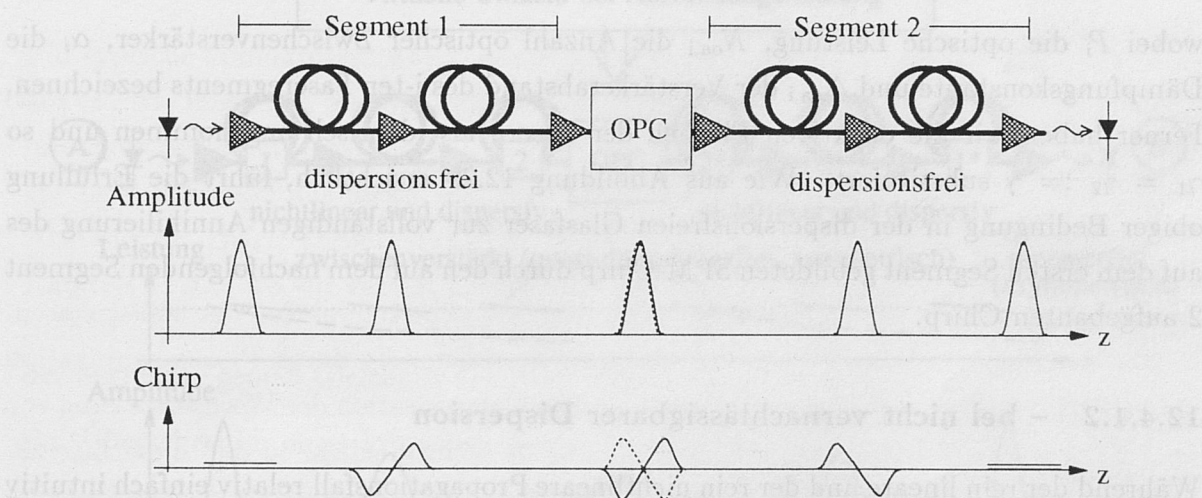


Abbildung 12.29: Phasenkonjugation zur Kompensation der Selbstphasenmodulation in *nicht-dispersiver* Glasfaser

Betrachten wir zunächst die Ausbreitung eines anfänglich ungechirpten Signalpulses unmittelbar am Dispersionsminimum ( $D_\lambda = 0$ ). Für den exemplarischen Fall eines Gaußpulses führt die nichtlineare Selbstphasenmodulation bei Ausbreitung zu dem in Abbildung 12.29 aufgetragenen SPM-Chirp,<sup>12</sup> so daß die führende Flanke eine Rotverschiebung und die nachfolgende Flanke eine Blauverschiebung erfährt. In vollkommener Analogie zur

<sup>12</sup>siehe hierzu auch Ausführungen in Kapitel 9.2.1.2



Diskussion des linearen Dispersionchirps in Kapitel 5.4 erfolgt nun im Optischen Phasenkonjugator (OPC) eine Konjugation der optischen Phase des zeitabhängigen langsam-oszillierenden komplexen Feldes  $A$ . Mithin wird das Vorzeichen des aufgebauten SPM-Chirps invertiert, so daß der den OPC verlassende, vorgechirpte Signalpuls an der führenden Flanke blauverschoben und an der nachfolgenden Flanke rotverschoben erscheint. Da die Glasfaser als dispersionsfrei angenommen wurde, hat sich jedoch selbst bei Aufbau eines erheblichen SPM-Chirps der Amplitudenverlauf des Pulses nicht verändert, falls die Konversionsbandbreite des OPC hinreichend groß ist.

Auf dem zweiten Fasersegment wird nun derselbe Chirp generiert wie auf dem ersten, falls sich die nichtlinearen Phasenhübe des ersten und des zweiten Segments,  $\Delta\varphi_{\text{SPM},1}$  respektive  $\Delta\varphi_{\text{SPM},2}$ , einander gleichen. Nach Gleichung (9.19) erhalten wir dann für die Leistungsverteilung folgende Bedingung

$$\begin{aligned} \gamma \cdot P_{p,1} \cdot L_{\text{eff,tot},1} &\stackrel{!}{=} \gamma \cdot P_{p,2} \cdot L_{\text{eff,tot},2} \implies \\ P_{p,1} [N_{\text{oa},1} + 1] \cdot \frac{1 - \exp(-\alpha_1 \Delta_{\text{oa},1})}{\alpha_1} &\stackrel{!}{=} P_{p,2} [N_{\text{oa},2} + 1] \cdot \frac{1 - \exp(-\alpha_2 \Delta_{\text{oa},2})}{\alpha_2} \quad (12.51) \end{aligned}$$

wobei  $P_i$  die optische Leistung,  $N_{\text{oa},i}$  die Anzahl optischer Zwischenverstärker,  $\alpha_i$  die Dämpfungskonstante und  $\Delta_{\text{oa},i}$  der Verstärkerabstand des  $i$ -ten Faserelements bezeichnen. Ferner haben wir die effektiven Flächen der Fasern als identisch angenommen und so  $\gamma_1 = \gamma_2 := \gamma$  substituiert. Wie aus Abbildung 12.29 ersichtlich, führt die Erfüllung obiger Bedingung in der dispersionsfreien Glasfaser zur vollständigen Annullierung des auf dem ersten Segment gebildeten SPM-Chirp durch den auf dem nachfolgenden Segment 2 aufgebauten Chirp.

#### 12.4.1.2 – bei nicht vernachlässigbarer Dispersion

Während der rein lineare und der rein nichtlineare Propagationsfall relativ einfach intuitiv verständlich sind, ist doch das anschauliche Begreifen des Einflusses optischer Phasenkonjugation bei gleichzeitigem, interaktivem Wirken von chromatischer Dispersion und nichtlinearer Selbstphasenmodulation erheblich schwieriger. In der Tat zeigt sich, daß in diesem Fall das Einhalten der beiden Kriterien (11.98) und (12.51) *nicht* ausreichend ist, um eine optimale Kompensation der entstandenen Signalverformungen zu erreichen. Dies liegt darin begründet, daß die Dispersion zu einer Beeinflussung der Phasen im Fourierpektrum führt, so daß nunmehr der am Wegelement  $(z + \Delta z)_1$  im ersten Fasersegment aufgebaute SPM-Chirp *nicht* wie im dispersionsfreien Fall durch einen, an einem *beliebigen* Element  $(z + \Delta z)_2$  gleicher effektiver Länge und Leistung der Faser 2 erzeugten Chirp kompensiert werden kann. Vielmehr können sich im dispersiven Medium, wie in Kapitel

11.3.5.3 gezeigt, lediglich die Elemente gegenseitig auslöschen, die symmetrisch zum Ort des Optischen Phasenkonjugators liegen. Aus diesem Grund hatten wir bereits bei der linearen Betrachtung eine virtuelle Umkehr der Ausbreitungsrichtung implementiert, wobei hierzu lediglich eine Anpassung der Faserlängen notwendig war. Wie aus Abbildung 12.30 deutlich wird, bedingt diese strikte Symmetrie im nichtlinearen Fall nun jedoch zusätzlich eine Symmetrie der örtlichen optischen Leistungsverteilung bezüglich des Phasenkonjugators. Dies erzwingt den Einsatz optischer Zwischenverstärker, zur Realisierung einer quasi-dämpfungsfreien Übertragungscharakteristik, die inhärent leistungssymmetrisch ist.

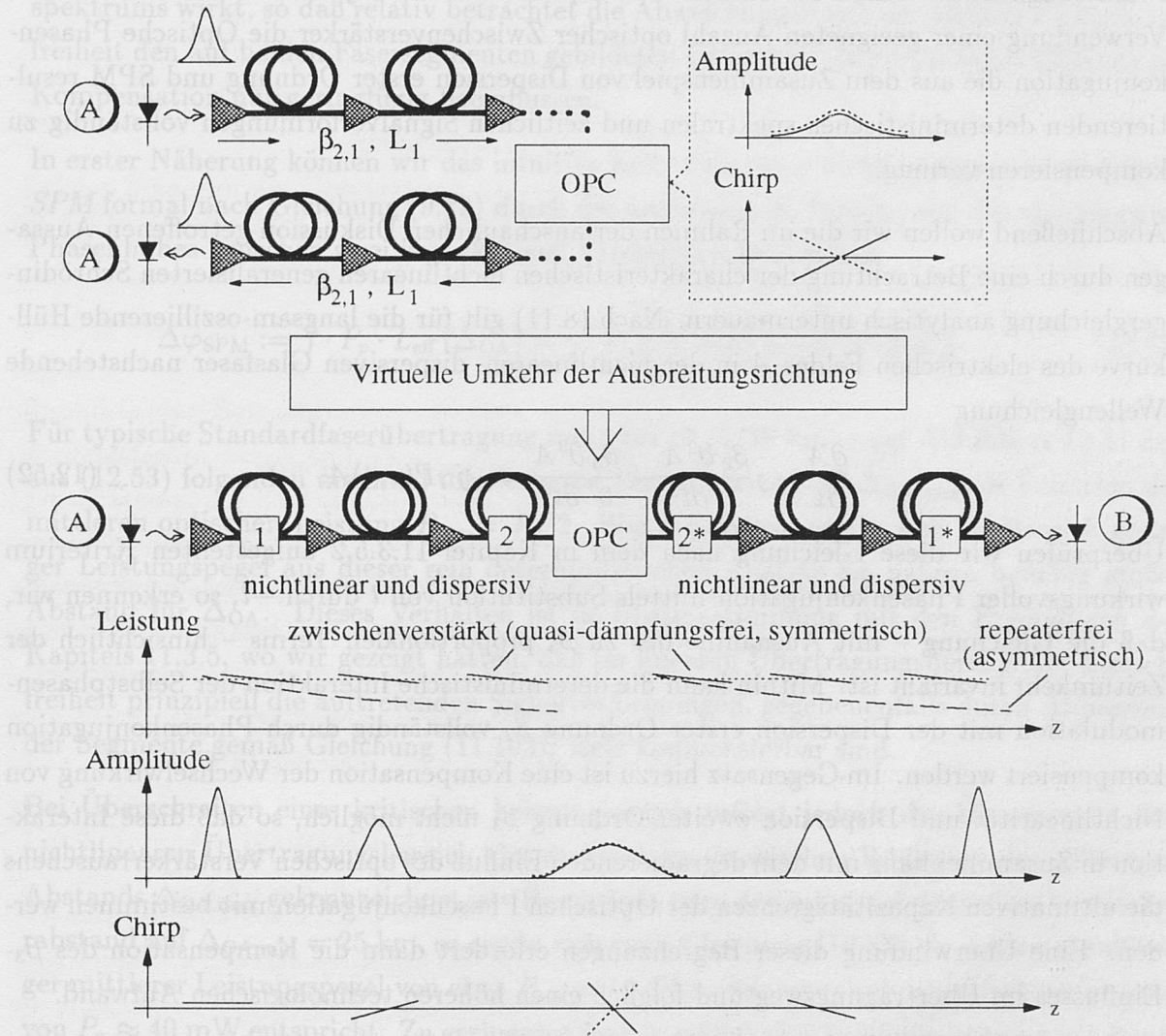


Abbildung 12.30: Veranschaulichung der Symmetrieanforderungen zur Kompensation des Zusammenspiels von Dispersion erster Ordnung und Selbstphasenmodulation durch Optische Phasenkonjugation: Die infinitesimalen Wegelemente 1 und 1\* sowie 2 und 2\* können einander annihilieren

Hieraus ergibt sich ein für die praktische Einsetzbarkeit der Optischen Phasenkonjugation



wesentlicher Tradeoff: Zum einen muß der Verstärkerabstand dicht genug sein, um eine *virtuelle Umkehr der Übertragungsrichtung* für die faseroptische nichtlineare Selbstphasenmodulation zu erreichen. Andererseits jedoch diktiert das Wirtschaftlichkeitsprinzip die Minimierung der Kosten. Da Verstärkerpositionen, insbesondere bei der terrestrischen Nachrichtenübertragung neben den eigentlichen Komponentenkosten zu einem erheblichen Pflege- und Wartungsaufwand führen, kommt gerade diesem ökonomischen Aspekt besondere Bedeutung zu. Wir wollen daher an späterer Stelle die Systemanforderungen der optischen Phasenkonjugation genauer untersuchen, um Aussagen hinsichtlich der Praxistauglichkeit treffen zu können. Prinzipiell können wir jedoch festhalten, daß bei Verwendung einer geeigneten Anzahl optischer Zwischenverstärker die Optische Phasenkonjugation die aus dem Zusammenspiel von Dispersion erster Ordnung und SPM resultierenden deterministischen spektralen und zeitlichen Signalverformungen vollständig zu kompensieren vermag.

Abschließend wollen wir die im Rahmen der anschaulichen Diskussion getroffenen Aussagen durch eine Betrachtung der charakteristischen nichtlinearen generalisierten Schrödingergleichung analytisch untermauern. Nach (8.11) gilt für die langsam-oszillierende Hüllkurve des elektrischen Feldes  $A$  in der nichtlinearen, dispersiven Glasfaser nachstehende Wellengleichung

$$\frac{\partial A}{\partial z} - j \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} = -j\gamma P(z, t)A. \quad (12.52)$$

Überprüfen wir diese Gleichung nach dem in Kapitel 11.3.5.2 aufgestellten Kriterium wirkungsvoller Phasenkonjugation mittels Substitution von  $t$  durch  $-t$ , so erkennen wir, daß die Gleichung – mit Ausnahme des zu  $\beta_3$  proportionalen Terms – hinsichtlich der Zeitumkehr invariant ist. Mithin kann die deterministische Interaktion der Selbstphasenmodulation mit der Dispersion erster Ordnung  $\beta_2$  vollständig durch Phasenkonjugation kompensiert werden. Im Gegensatz hierzu ist eine Kompensation der Wechselwirkung von Nichtlinearität und Dispersion zweiter Ordnung  $\beta_3$  nicht möglich, so daß diese Interaktion in Zusammenhang mit dem degradierenden Einfluß des optischen Verstärkerrauschens die ultimativen Kapazitätsgrenzen der Optischen Phasenkonjugation mit bestimmen werden. Eine Überwindung dieser Begrenzungen erfordert dann die Kompensation des  $\beta_3$ -Einflusses im Übertragungsweg und folglich einen höheren technologischen Aufwand.

## 12.4.2 Systemanforderungen effizienter Phasenkonjugation

### 12.4.2.1 Analytische Abschätzung des maximal zulässigen Verstärkerabstands

Wie im letzten Kapitel deutlich wurde, ist für eine effiziente Kompensation des Wechselspiels von chromatischer Dispersion und Selbstphasenmodulation durch Phasenkonju-

gation das Implementieren einer quasi-dämpfungsfreien und damit symmetrischen Leistungsverteilung auf beiden Fasersegmenten unerlässlich. Es ist nun wichtig, sich zu verdeutlichen, daß die Forderung nach Leistungssymmetrie mathematisch nicht in eine Begrenzung der maximal überbrückbaren Gesamtlänge  $L$  des Systems überführt werden sollte. Vielmehr ist der zwischen zwei unmittelbar aufeinanderfolgenden optischen Verstärkern gebildete nichtlineare Phasenhub  $\Delta\varphi_{\text{SPM}}(\Delta_{\text{OA}})$  als Maß zeitlich nichtlinear-dispersiver Verzerrungen einzuschränken. Damit wird sichergestellt, daß die Selbstphasenmodulation auf einem Element nicht zu effizient im Sinne einer Aufweitung des Signalspektrums wirkt, so daß relativ betrachtet die Abweichungen von der idealen Dämpfungsfreiheit den auf beiden Fasersegmenten gebildeten Chirp und damit die hohe Effizienz der Kompensation nur geringfügig beeinflussen.

In erster Näherung können wir das intuitive Kriterium einer *nicht zu aggressiv wirkenden SPM* formal nach Gleichung (9.19) durch die nachstehende Begrenzung des nichtlinearen Phasenhubes zwischen zwei konsekutiven Verstärkern ausdrücken

$$\Delta\varphi_{\text{SPM}} := \gamma \cdot P_p \cdot L_{\text{eff}}(\Delta_{\text{OA}}) = \gamma \cdot P_p \left[ \frac{1 - \exp(-\alpha\Delta_{\text{OA}})}{\alpha} \right] \stackrel{!}{<} 1. \quad (12.53)$$

Für typische Standardfaserübertragung mit  $\gamma \approx 1.31$  (1/W·km) zeigt Abbildung 12.31 den aus (12.53) folgenden maximal tolerierbaren Verstärkerabstand  $\Delta_{\text{OA,max}}$  als Funktion der mittleren optischen Leistung  $P_{\text{ave}} = P_0/2$ . Wie ersichtlich, ergibt sich im Bereich geringer Leistungspegel aus dieser rein deterministischen Analyse ein nahezu beliebig großer Abstand für  $\Delta_{\text{OA}}$ . Dieses Verhalten ist in Übereinstimmung mit den Ergebnissen des Kapitels 11.3.5, wo wir gezeigt hatten, daß im linearen Übertragungsbereich bei Rauschfreiheit prinzipiell die auftretenden Signalverformungen, gegebenenfalls durch Anpassung der Segmente gemäß Gleichung (11.103), stets kompensierbar sind.

Bei Überschreiten eines kritischen Leistungspegels erfolgt jedoch der Übergang in den nichtlinearen Übertragungsbereich, der durch einen drastischen Rückgang des zulässigen Abstands  $\Delta_{\text{OA,max}}$  gekennzeichnet ist. Beschränkt man den minimal sinnvollen Verstärkerabstand auf  $\Delta_{\text{OA,min}} = 25$  km, so ergibt sich nach Gleichung (12.53) ein maximal zulässiger mittlerer Leistungspegel von etwa  $P_{\text{ave}} = 14$  dBm, was einer optischen Spitzenleistung von  $P_p \approx 40$  mW entspricht. Zu geringeren Pegeln erfolgt eine Leistungsbegrenzung durch die Akkumulation des linearen Verstärkerrauschens, die mit Hilfe von Gleichung (6.65) für jede beliebige Systemkonfiguration und -anforderung unmittelbar berechnet werden kann. Um aus diesen Betrachtungen Aussagen bezüglich des realen Feldeinsatzes der Optischen Phasenkonjugation abzuleiten, muß jedoch noch der bislang in Gleichung (12.53) unberücksichtigte Einfluß der chromatischen Dispersion und des Verstärkerrauschens auf die Güte der Phasenkonjugation untersucht werden. Im folgenden Kapitel betrachten wir



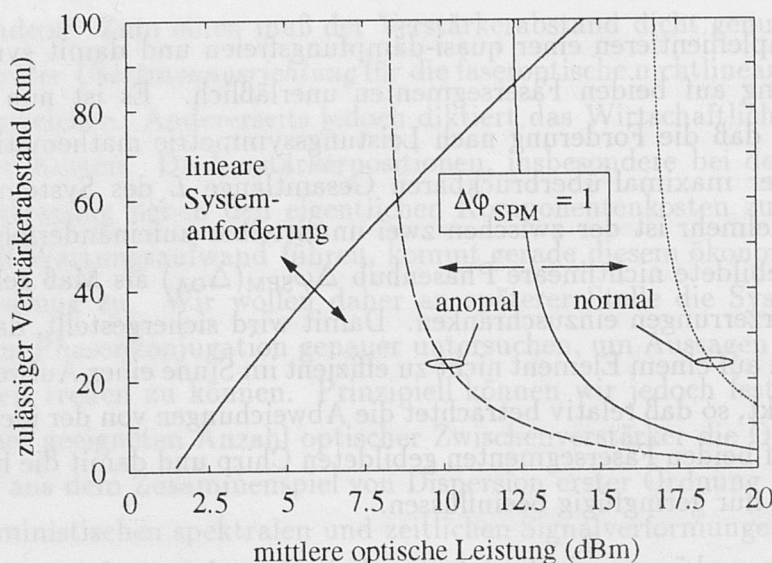


Abbildung 12.31: Erste analytische Abschätzung des zulässigen Verstärkerabstands für effiziente Kompensation der Signalverzerrungen durch Phasenkonjugation

daher zunächst den Einfluß der chromatischen Dispersion.

#### 12.4.2.2 Anomaler gegenüber normalem Dispersionsbereich

Bislang haben wir implizit der Diskussion ein Paradoxon zugrunde gelegt: Zum einen sind wir von einer definierten, von Null verschiedenen Dispersion ausgegangen, da ansonsten der triviale, rein nichtlineare Fall gegeben wäre. Andererseits jedoch beschreibt Gleichung (12.53) den entstehenden SPM-Phasenhub nur korrekt, falls innerhalb eines Verstärkerabstands  $\Delta_{OA}$  nur eine vernachlässigbare Verformung der Hüllkurve erfolgt. Im interessanten Multi-Gbit/s-Bereich auf Standardfaser wird jedoch gerade diese letzte Bedingung nicht erfüllt sein. Je nach Vorzeichen der chromatischen Dispersion muß demnach Gleichung (12.53) unterschiedlich modifiziert werden.

Im *normalen Dispersionsbereich* kommt es, wie in Kapitel 9.4.2.1 ausführlich erläutert, durch die Interaktion von Selbstphasenmodulation und Dispersion zu einer stärkeren zeitlichen Aufweitung der Signalpulse, was mit fortschreitender Länge zu einer Abnahme der eingespeisten Pulsspitzenleistung  $P_p$  führt und folglich die Aggressivität der SPM zwischen zwei Verstärkern reduziert. Mithin kann die Forderung (12.53) in diesem Regime als *zu kritisch* eingestuft werden, so daß die in praxi zulässigen Verstärkerabstände höher liegen werden (siehe Abbildung 12.31). In diesem Sinne kann der normale Dispersionsbereich als für die optische Phasenkonjugation *ideal* eingestuft werden, so daß bei etwaiger Verlegung zukünftiger Glasfasern die Installation dispersionsverschobener DS-Fasern in

Betracht gezogen werden sollte. Besonders zu beachten ist jedoch, daß die bei Übertragungswellenlänge effektiv wirksame Dispersion nicht wie bei konventionellen DS-Fasern nahe Null liegen sollte. Vielmehr ist durch einen definierten, positiven  $\beta_2$  bzw. negativen  $D_\lambda$ -Wert eine erhebliche nichtlineare Verbreiterung des Spektrums gezielt zu unterdrücken, um einerseits eine möglichst frühzeitig eintretende Signalaufweitung zu erreichen und um andererseits die erforderliche Konversionsbandbreite zu minimieren. Dies ist ebenso von Bedeutung bei der Minimierung der Kreuzphasenmodulation und der Vier-Photonen-Mischung in optischen Mehrkanalsystemen mit Optischer Phasenkonjugation. Unter Berücksichtigung der technologischen Möglichkeiten erscheint eine Dispersion von  $D_\lambda \approx -2 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$  hierbei optimal. Beim Design derartiger zukünftiger DS-Glasfasern sollten dennoch die in Kapitel 8.2.2 gestellten Anforderungen an den Faserquerschnitt beachtet werden.

Erfolgt hingegen die Übertragung im *anormalen Dispersionsbereich*, so führt die Solitonartige Pulskompression zu einer deutlichen Zunahme der Pulsspitzenleistung  $P_p$ . Dementsprechend werden die zulässigen Verstärkerabstände geringer sein als durch Gleichung (12.53) berechnet (siehe Abbildung 12.31). Mithin kann dieser Dispersionsbereich als *weniger attraktiv* für die Optische Phasenkonjugation eingestuft werden, was insofern die Euphorie der Betrachtungen mindert, als daß sich nahezu sämtliche installierte Standardglasfasern bei  $\lambda \approx 1.55 \mu\text{m}$  anomal-dispersiv verhalten. Diese, aus einer relativen Einschätzung der beiden Dispersionsbereiche resultierende Schlußfolgerung ist jedoch keinesfalls einer absoluten Uneignung der Phasenkonjugation zum Einsatz im anomalen Dispersionsbereich gleichzusetzen. Im Gegenteil, wie weiter unten deutlich wird, kann die Optische Phasenkonjugation neben dem Faseroptischen Dispersionsmanagement auch auf Standardfaser als einer der Wegbereiter zum ultra-hochratigen Zeitbereichsmultiplex (TDM) für Intercity-Kommunikationssysteme angesehen werden.

### 12.4.3 Designgrundlagen terrestrischer Hochgeschwindigkeitssysteme auf der Basis optischer Phasenkonjugation

Zur Überprüfung der analytischen und intuitiv-abgeleiteten Ergebnisse des letzten Kapitels sowie zur Ableitung universeller Designrichtlinien optischer Punkt-zu-Punkt-Übertragungssysteme mit Optischer Phasenkonjugation wurden im Rahmen dieser Arbeit intensive numerische Studien durchgeführt. Im folgenden werden die wesentlichen Ergebnisse übersichtlich und kommentiert aufgeführt, wobei wir uns zunächst auf die Studie terrestrischer Kurzstreckensysteme beschränken. Zweckmäßigerweise wollen wir ferner den OPC-Wellenlängenversatz zu  $\Delta\lambda_{\text{OPC}} = 0$  annehmen, um die ultimativen Kapazitätsgrenzen des Verfahrens zu ermitteln. Bei einem von Null verschiedenen Versatz wird



es im Bereich der nichtlinearen Kapazitätsgrenze zu einer zusätzlichen Beeinträchtigung kommen, da die Diskrepanz der wirksamen Dispersion der beiden Fasersegmente zu einer asymmetrischen Leistungsverteilung führt, die nur begrenzt ausgleichbar ist.

Im Hinblick auf die Forschungsaktivitäten im Programm PHOTONIK II wurde zunächst die Eignung der Optischen Phasenkonjugation im Hinblick auf eine 40 Gbit/s-Standardfaserübertragung über 200 km untersucht. Hierzu erfolgte für unterschiedliche Verstärkerabstände  $\Delta_{OA}$  eine Auswertung des (Eye-Opening-)Penaltys als Funktion der mittleren optischen Verstärkerausgangsleistung  $P_{ave}$ , wobei zur Trennung der Effekte bei diesen ersten Studien die optischen Verstärker als rauschfrei implementiert wurden. Die in Abbildung 12.32 gezeigten Ergebnisse bestätigen zunächst, daß bei gegebenem Verstärkerabstand  $\Delta_{OA}$  eine Erhöhung der optischen Sendeleistung ausschließlich zu einem Anstieg des Penaltys führt. Obgleich die Datentransmission auf anomal-dispersiven Standardfasern erfolgt, zeichnet sich demnach in dem untersuchten Leistungsbereich im phasenkonjugierten System *kein* Solitoneffekt ab. Ferner ergibt sich, in Übereinstimmung mit den theoretischen Erwartungen, bei Verringerung des Verstärkerabstands eine monotone *Verbesserung der Systemperformance*. Es sei daran erinnert, daß in konventionellen IM/DD-Systemen die Entdämpfung der Strecke durch Verringerung von  $\Delta_{OA}$  zu einer Erhöhung der gesamten effektiven Länge  $L_{eff,tot}$  führt und folglich, falls nicht durch geeignete Dimensionierung ein unterstützender Solitoneffekt ausgenutzt wird, die Systemperformance degradiert. Ein entsprechendes Verhalten hatten wir lediglich bei der Erweiterung bereits verlegter Standardfasersysteme durch Faseroptisches Dispersionsmanagement beobachtet, wobei die Verbesserung der Systemperformance bei Reduktion von  $\Delta_{OA}$  dort auf die Verbesserung der virtuellen Dispersionsfreiheit zurückzuführen war.<sup>13</sup>

Mit Hilfe von Abbildung 12.32 kann nun bei gegebenem Leistungspegel  $P_{ave}$  der maximal tolerierbare Verstärkerabstand  $\Delta_{OA,max}$  für das 1 dB-Penalty quantifiziert werden. Das Ergebnis dieser Auswertung ist in Abbildung 12.33 für die drei Datenraten  $B = 10$  Gbit/s, 40 Gbit/s und 100 Gbit/s dargestellt. Zunächst zeigt sich eindeutig, daß die spezifische Datenrate *keinen* entscheidenden Einfluß auf den maximalen Verstärkerabstand hat; vielmehr ergibt sich eine relativ gute Übereinstimmung aller Verläufe. Dies bestätigt die Zweckmäßigkeit der Charakterisierung der Systemanforderungen mittels des bitratenunabhängigen nichtlinearen SPM-Phasenhubs nach Gleichung (12.53). Quantitativ ergibt sich, daß die Verläufe der einzelnen Datenraten asymptotisch zu geringen Leistungen durch

$$\Delta\varphi_{SPM}(\Delta_{OA}) = 0.1 \quad (12.54)$$

<sup>13</sup>siehe Kapitel 12.3

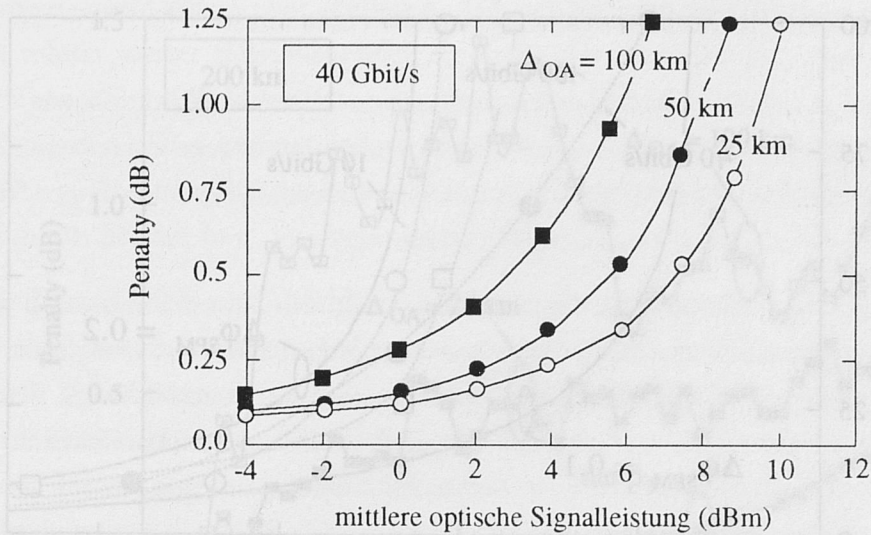


Abbildung 12.32: Penalty als Funktion der optischen Leistung für unterschiedliche Verstärkerabstände im phasenkonjugierten Standardfasersystem (Parameter:  $B=40$  Gbit/s,  $L=200$  km,  $D_\lambda=17$  ps/(km·nm))

sowie zu hohen Leistungspegeln durch

$$\Delta\varphi_{\text{SPM}}(\Delta_{OA}) = 0.2 \quad (12.55)$$

eingegrenzt werden können. Der Vergleich verdeutlicht ferner, daß im anomal-dispersiven Bereich die Leistungsgrenzen kritischer sind als durch Gleichung (12.53) gegeben. Dieses Verhalten ist in Konsistenz mit unseren Erwartungen.

Eine genaue Betrachtung von Abbildung 12.33 offenbart jedoch, daß im Bereich hoher Verstärkerabstände eine Erhöhung der Datenrate *nicht* zu einer entsprechenden tendenziellen Reduktion der zulässigen Leistungspegel  $P_{\text{ave}}$  führt.<sup>14</sup> Um dies genauer zu untersuchen, wurde die Erweiterung einer festinstallierten 200 km Standardfaserstrecke in der Datenrate numerisch für zwei unterschiedliche Verstärkerabstände simuliert, wobei der mittlere optische Leistungspegel bei  $P_{\text{ave}} = 6$  dBm belassen wurde. Das Ergebnis in Abbildung 12.34 verdeutlicht, daß sich bei hohen Verstärkerabständen im Bereich von  $\Delta_{OA} = 100$  km bei der betrachteten Leistung in Abhängigkeit der Datenrate ein stark oszillatorisches Verhalten des Systempenaltys einstellt. Im besonderen ergibt sich die maximale nichtlineare Systemdegradierung im Bereich von  $B = 40$  Gbit/s.

Verständlich wird dieses Verhalten, wenn wir bedenken, daß ein derartig hoher Verstärker-

<sup>14</sup>Bei dieser Argumentation wird nicht der maximale Verstärkerabstand für eine gegebene Leistung quantifiziert, sondern Abbildung 12.33 vielmehr zur Zuordnung des maximalen Leistungspegels bei gegebenem Abstand  $\Delta_{OA}$  herangezogen.



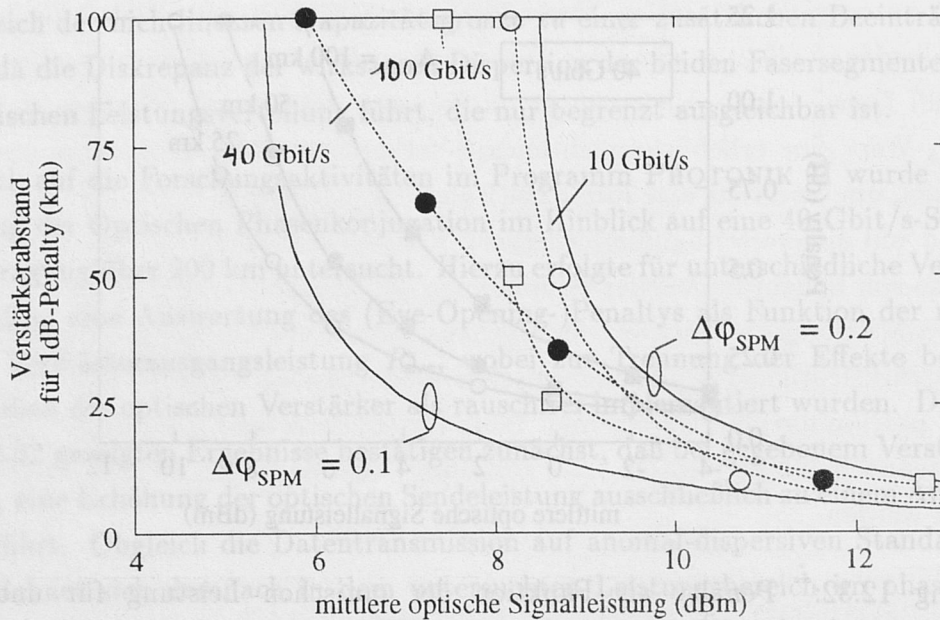


Abbildung 12.33: Zulässiger Verstärkerabstand bei vorgegebener Leistung für 1 dB-Penalty bei phasenkonjugierter Standardfaserübertragung (Parameter:  $L=200$  km,  $D_\lambda=167$  ps/(km·nm),  $\alpha=0.2$  dB/km))

abstand bei gleichsam hoher Leistung zu einer deutlichen Abweichung von der geforderten Leistungssymmetrie führt. Entsprechend vermag die Optische Phasenkonjugation *nicht* mehr, der nichtlinear-induzierten Spektralaufweitung unmittelbar entgegenzuwirken. Mithin degradiert die Optische Phasenkonjugation quasi zu einem einfachen Faseroptischen Dispersionsmanagement, wobei der Grad der virtuellen Dispersionsfreiheit aufgrund der geringen quasi-Elementanzahl  $N_{\text{qu,el}}=1$  relativ niedrig ist.<sup>15</sup> Mithin gibt es Datenraten, für welche die nichtlineare Perturbation der optischen Phasen im Fourierspektrum bei der gegebenen Faserlänge tendenziell günstig wirkt; andererseits ergeben sich jedoch auch Fälle, bei denen sich die nichtlineare Störung extrem schlecht auswirkt. Ferner zeigt sich bei derartig hohen Verstärkerabständen, daß es im Bereich geringer Datenraten, unterhalb von  $B = 10$  Gbit/s, aufgrund der hohen linearen Dispersionsgrenze  $L_{\text{lin,IM/DD}}$  im untersuchten Fall nur zu geringen Penaltys kommt. Eine Erhöhung der Datenrate führt zwar zunächst zu einem deutlichen Anstieg des nichtlinearen Penaltys, da die Phasenkonjugation ja im Hinblick auf die Selbstphasenmodulation ineffizient wirkt. Bei Überschreiten einer gewissen Grenzdatenrate – im konkreten Fall etwa 50-55 Gbit/s – werden die Signale jedoch auf Standardfaser jedoch bereits bei sehr kurzen Übertragungslängen dispersiv stark beeinträchtigt. Mithin erfolgt die Transmission dieser Pulse im wesentlichen linear, so daß sich auch unmittelbar am Empfänger bei adäquater Dimensionierung

<sup>15</sup>siehe hierzu auch Ausführungen in Kapitel 12.3.1

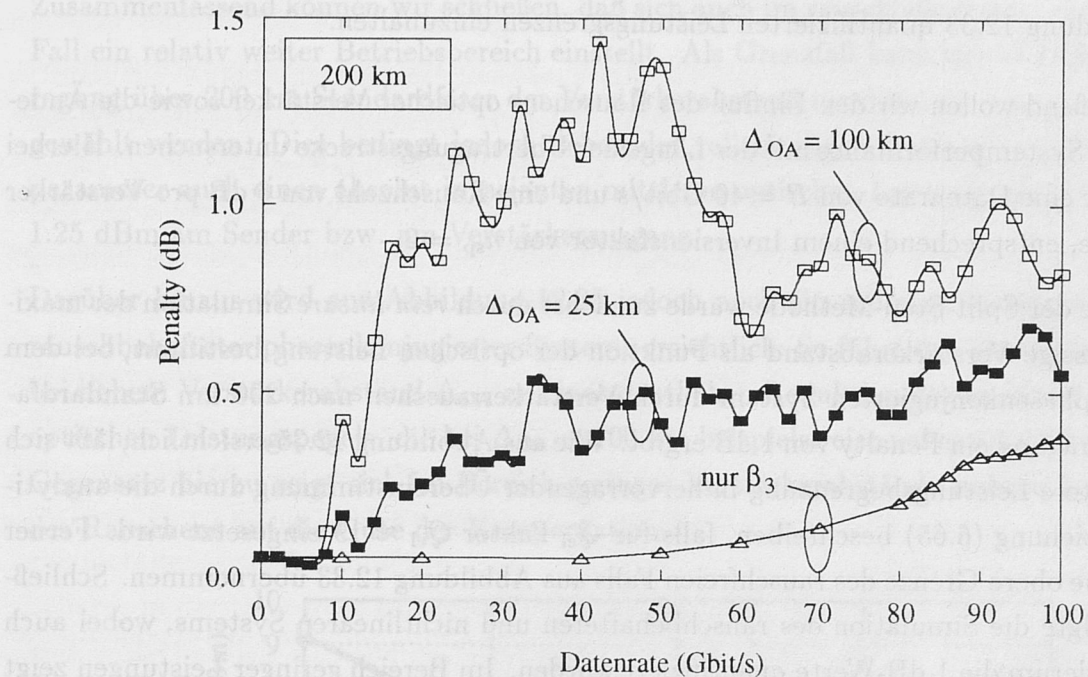


Abbildung 12.34: Abhängigkeit der Performance einer verlegten Standardfaserverbindung mit Optischer Phasenkonjugation von der senderseitigen Variation der Datenrate (Parameter:  $D_\lambda=17$  ps/(km·nm),  $\alpha=0.2$  dB/km,  $P_{\text{ave}}=6$  dBm)

nach Maßgabe von Gleichung (11.98) ein rekonstruiertes Signal relativ geringen Penalties ergibt. Dennoch verhindert die nicht-kompensierbare Dispersion zweiter Ordnung  $\beta_3$  die vollständige Reduktion des Penaltys auf Null. Dies wird aus der Betrachtung des Penaltyverlaufs für lineare Systeme mit  $\beta_2=0$  und  $\beta_3 \neq 0$  in Abbildung 12.34 ersichtlich.

Wird jedoch der Verstärkerabstand auf  $\Delta_{\text{OA}}=25$  km reduziert, so zeigt sich neben der signifikanten Abnahme des Penaltys bei gegebener Datenrate auch eine deutliche Abnahme des oszillatorischen Verhaltens – die Optische Phasenkonjugation wirkt demnach effizient und folglich nahezu unabhängig von der spezifischen Datenrate. Wiederum verbleibt jedoch der (lineare) Einfluß der Dispersion höherer Ordnung  $\beta_3$ , dessen Überwindung den Einsatz von  $\beta_3$ -Equalizern bedingt.

Im Hinblick auf den praktischen Feldeinsatz von Systemen mit Optischer Phasenkonjugation können wir aus dieser Diskussion schließen, daß ein adäquat konfiguriertes und verlegtes System prinzipiell beliebig in der Datenrate erweitert werden kann, ohne daß eine Anpassung der Verstärkerabstände, wie etwa bei der Solitonentransmission, erforderlich wird. Mithin kann die Optische Phasenkonjugation zum Aufbau optisch transparenter Standardfaser-Punkt-zu-Punkt-Systeme höchster Datenrate genutzt werden, wobei die obere Begrenzung durch die Dispersion höherer Ordnung gegeben ist. Ferner sind die



in Abbildung 12.33 quantifizierten Leistungsgrenzen einzuhalten.

Abschließend wollen wir den Einfluß des Rauschens optischer Verstärker sowie die Änderung der Systemperformance mit der Länge der Übertragungsstrecke untersuchen. Hierbei legen wir eine Datenrate von  $B = 40$  Gbit/s und eine Rauschzahl von 6 dB pro Verstärker zugrunde, entsprechend einem Inversionsfaktor von  $n_{sp} = 2$ .

Mit Hilfe der Split-Step-Methode wurde zunächst durch *rein lineare* Simulation der maximal zulässige Verstärkerabstand als Funktion der optischen Leistung bestimmt, bei dem sich im phasenkonjugierten System durch Verstärkerrauschen nach 200 km Standardfaserübertragung ein Penalty von 1 dB ergibt. Wie aus Abbildung 12.35 ersichtlich, läßt sich diese untere Leistungsbegrenzung in hervorragender Übereinstimmung durch die analytische Beziehung (6.65) beschreiben, falls für  $Q_{el}$ -Faktor  $Q_{el} \approx 19$  eingesetzt wird. Ferner wurde die obere Grenze des rauschfreien Falls aus Abbildung 12.33 übernommen. Schließlich erfolgte die Simulation des rauschbehafteten und nichtlinearen Systems, wobei auch hier wiederum die 1 dB-Werte quantifiziert wurden. Im Bereich geringer Leistungen zeigt sich eine nahezu vollständige Übereinstimmung dieser letzten Kurve mit dem ermittelten linearen Verlauf.

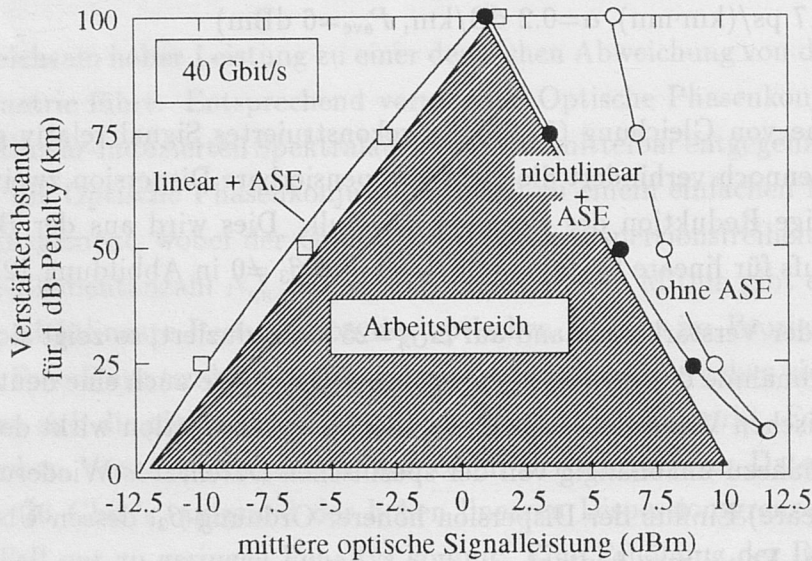


Abbildung 12.35: Einfluß des Verstärkerrauschens auf den Arbeitsbereich eines phasenkonjugierten Systems (Parameter:  $D_\lambda = 17$  ps/(km·nm),  $\alpha = 0.2$  dB/km,  $B = 40$  Gbit/s,  $L = 200$  km, Rauschzahl pro Verstärker 6 dB)

Bei Überschreiten eines mittleren optischen Leistungspegels von  $P_{ave} \approx 1.25$  dBm erfolgt jedoch eine Reduktion des zulässigen Verstärkerabstands  $\Delta_{OA,max}$ , so daß die Gesamtkurve asymptotisch zu hohen Leistungen dem rein nichtlinearen, rauschfreien Verlauf zustrebt.

Zusammenfassend können wir schließen, daß sich auch im rauschbehafteten, nichtlinearen Fall ein relativ weiter Betriebsbereich einstellt. Als Grenzfall kann bei 40 Gbit/s-Übertragung über 200 km Standardfaser der Verstärkerabstand maximal zu  $\Delta_{OA,max} = 100$  km gewählt werden. Dies bedingt jedoch neben der vollständigen Optimierung der Systemparameter auch einen absolut invarianten mittleren optischen Leistungspegel von  $P_{ave} = 1.25$  dBm am Sender bzw. am Verstärkerausgang.

Darüber hinaus wird aus Abbildung 12.35 jedoch noch ein weiteres wichtiges Verhalten rauschbehafteter phasenkonjugierter Systeme ersichtlich: So führt das Verstärkerrauschen bei hohem Verstärkerabstand  $\Delta_{OA}$  zu einer deutlichen Reduktion des maximal zulässigen optischen Leistungspegels, die bei  $\Delta_{OA} = 100$  km beispielsweise nahezu 4 dB beträgt. Im Gegensatz hierzu zeigt sich im Bereich geringer Verstärkerabstände nahezu kein Einfluß des Rauschens auf die Güte der Kompensation.

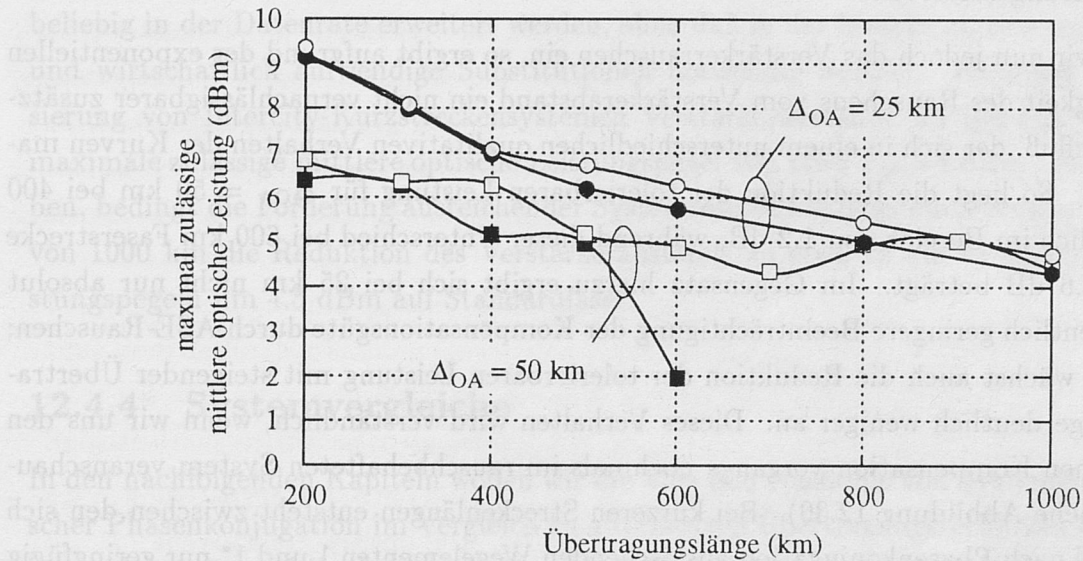


Abbildung 12.36: Maximal tolerierbare mittlere optische Signalleistung als Funktion der Übertragungslänge mit und ohne Verstärkerrauschen (Parameter:  $D_\lambda = 17$  ps/(km·nm),  $\alpha = 0.2$  dB/km,  $B = 40$  Gbit/s, Rauschzahl pro Verstärker 6 dB)

Zur weiteren Untersuchung dieser Abhängigkeit wurde numerisch sowohl für den nichtlinearen, rauschfreien als auch für den nichtlinearen, rauschbehafteten Fall die maximal zulässige mittlere optische Leistung  $P_{ave}$  als Funktion der Streckenlänge für verschiedene Verstärkerkonfigurationen bestimmt. Wiederum wurde als Kriterium eine Degradation der Systemperformance des phasenkonjugierten 40 Gbit/s Standardfasersystems von 1 dB angesetzt und die Rauschzahl pro Verstärker zu 6 dB gewählt. Wie aus Abbildung 12.36 ersichtlich, nimmt der zulässige Pegel im rauschfreien Fall mit fortschreitender Übertragungslänge tendenziell ab. Auffällig ist, daß sich diese rauschfreien Verläufe bei großen



Längen asymptotisch einander zustreben. Dies ergibt sich auch für den der besseren Übersichtlichkeit wegen nicht dargestellten Fall  $\Delta_{OA} = 100$  km. Verständlich wird dies, wenn man bedenkt, daß bei Erhöhung der Distanz die bis zum Ort des Phasenkonjugators akkumulierte nichtlinear-dispersive Verzerrung zunimmt. Bei größeren Längen ist dann die nach Kompensation am Empfänger verbleibende Restdegradation nicht mehr unmittelbar durch die Verstärkerkonfiguration bestimmt; vielmehr geht entscheidend die spezifische Position des Phasenkonjugators ein. In dem Bild des Faseroptischen Dispersionsmanagement bedeutete dies analog einen entscheidenden Einfluß des spezifischen Verstärkerabstands bei Implementierung einer Konfiguration der Länge  $L = 1000$  km gemäß Forderung (12.33), wohingegen bei Verstoß gegen diese Bedingung die Abweichung von der virtuellen Dispersionsfreiheit an sich das Penalty determiniert. Hier ergibt sich bei einer Vielzahl optischer Verstärker jedoch eine geringere Abhängigkeit von der exakten Positionierung derselben.

Führen wir nun jedoch das Verstärkerrauschen ein, so ergibt aufgrund der exponentiellen Abhängigkeit des Rauschens vom Verstärkerabstand ein nicht vernachlässigbarer zusätzlicher Einfluß, der sich in einem unterschiedlichen qualitativen Verhalten der Kurven manifestiert. So liegt die Reduktion der tolerierbaren Leistung für  $\Delta_{OA} = 50$  km bei 400 km lediglich im Bereich von 1.2 dB, während dieser Unterschied bei 600 km Faserstrecke bereits 2.6 dB beträgt. Im Gegensatz hierzu ergibt sich bei 25 km nicht nur absolut eine wesentlich geringere Beeinträchtigung der Kompensationsgüte durch ASE-Rauschen; vielmehr wächst auch die Reduktion der tolerierbaren Leistung mit steigender Übertragungslänge deutlich weniger an. Dieses Verhalten wird verständlich, wenn wir uns den eigentlichen Kompensationsvorgangs nochmals im rauschbehafteten System veranschaulichen (siehe Abbildung 12.30). Bei kürzeren Streckenlängen entsteht zwischen den sich potentiell nach Phasenkonjugation auslöschenden Wegelementen 1 und 1\* nur geringfügig Rauschen, so daß die deterministische Signalverzerrung mit relativ hoher Effizienz kompensiert werden kann. Wird jedoch die Streckenlänge entscheidend erhöht, so ergibt sich das effektive Rauschen zwischen den beiden Elementen jedoch aus der Akkumulation der ASE-Beiträge der einzelnen Verstärker. Dies führt zu einer stärkeren Beeinträchtigung der Kompensation, die eine Reduktion des Leistungspegels zur Senkung des nichtlinearen Einflusses notwendig macht. Hierbei bedingt verständlicherweise ein sehr hoher Verstärkerabstand aufgrund des signifikanten Rauschpegels <sup>16</sup> eine größere Leistungsreduktion als geringe Verstärkerabstände. Es sei ausdrücklich darauf hingewiesen, daß diese Degradation der Systemperformance durch Rauschen auch im linearen System zu erwarten ist. Da zur Überwindung des ASE-Störanteils jedoch eine Erhöhung der mittleren optischen Sendeleistung vorgenommen wird, werden wiederum die oben quantifizierten nichtlinearen

<sup>16</sup>siehe Ausführungen in Kapitel 6.5

Kapazitätsgrenzen der optischen Phasenkonjugation maßgeblich.

Durch die Akkumulation des Rauschens läßt sich auch mit Optischer Phasenkonjugation keine 40 Gbit/s-Megameter-Transmission erreichen, falls der Verstärkerabstand  $\Delta_{OA}$  größer als 50 km gewählt wird. Bei  $\Delta_{OA} = 100$  km reduziert sich die überbrückbare Distanz sogar auf etwa 200 km. Wird jedoch der Verstärkerabstand auf  $\Delta_{OA} = 25$  km gesenkt, so wird doch eine 40 Gbit/s-Übertragung bei Durchführung einer einzigen Phasenkonjugation nach etwa 500 km möglich.

Zusammenfassend wollen wir festhalten, daß die optische Phasenkonjugation neben dem Faseroptischen Dispersionsmanagement ein alternatives, praktikables Konzept zum Aufbau voll optisch transparenter Hochgeschwindigkeitsverbindungen auf Standardfasern ist. Im besonderen können, bei geeigneter Dimensionierung nach Maßgabe des maximal zulässigen nichtlinearen Phasenhubs  $\Delta\varphi_{SPM}$  installierte Systeme mit Phasenkonjugation nahezu beliebig in der Datenrate erweitert werden, ohne daß in der Strecke an sich technologisch und wirtschaftlich aufwendige Substitutionen notwendig werden. Während zur Realisierung von Intercity-Kurzstreckensystemen Verstärkerabstände im Bereich von 50 km maximale zulässige mittlere optische Leistungspegel von etwa  $P_{ave}=4$  dBm...6 dBm ergeben, bedingt die Forderung ausreichender Systemreserve bei längeren Strecken im Bereich von 1000 km die Reduktion des Verstärkerabstands zu etwa 25 km bei maximalen Leistungspegeln um 4.5 dBm auf Standardfaser.

#### 12.4.4 Systemvergleiche

In den nachfolgenden Kapiteln wollen wir die Vor- und Nachteile von Systemen mit Optischer Phasenkonjugation im Vergleich zu alternativen Übertragungstechniken herausstellen und gegebenenfalls dadurch auch weitere Diskussionen und Untersuchungen zu den jeweiligen Punkten initiieren.

##### 12.4.4.1 Optische Phasenkonjugation gegenüber elektrooptischer Regeneration

Eine der eingangs aufgestellten, wesentlichen Forderungen an die Leistungsfähigkeit zukünftiger Übertragungssysteme und -netze bestand in dem Kriterium der *optischen Transparenz*.<sup>17</sup> Systeme mit elektrooptischen 3R-Regeneratoren verhalten sich jedoch inhärent optisch opak. Im Gegensatz hierzu ist der Prozeß der Optischen Phasenkonjugation wie erläutert bis in den ultra-hohen Gbit/s möglich, ohne daß entscheidende technologische Veränderungen am Phasenkonjugator vorgenommen werden müssen. Die Ein-

<sup>17</sup>siehe hierzu auch Ausführungen im Vorwort



schränkung hinsichtlich der Transparenz letzterer ergibt sich prinzipiell vielmehr durch den implementierten Verstärkerabstand  $\Delta_{OA}$ . Dieser muß zum einen die Anforderungen hinsichtlich des linearen Signal-Rauschabstands erfüllen, zum anderen jedoch auch ausreichende Effizienz der Phasenkonjugation durch quasi-virtuelle Umkehr der Propagationsrichtung sicherstellen. Hier liegt dann auch eine scheinbare wesentliche Schwäche der Optischen Phasenkonjugation: Neben der Transparenz ist die in linearen Übertragungssystemen realisierbare erhebliche Erhöhung des Repeaterabstands von einigen Kilometern auf, im Extremfall, bis über 100 km möglich, was eine erhebliche katalysatorische Wirkung auf die Einführung optisch-zwischenverstärkter Systeme hat. Unter diesem wirtschaftlichen Aspekt erscheint die Phasenkonjugation zunächst aufgrund der Anforderungen an maximale Verstärkerabstände unattraktiv. Bei dieser Diskussion muß jedoch im besonderen darauf geachtet werden, daß eine faire Alternativendiskussion erfolgt, wodurch der Vergleich eines rein linearen Systems dann auch die Betrachtung eines rein linearen Systems mit Optischer Phasenkonjugation voraussetzt. In diesem Fall ist ja dann auch, wie ausführlich erläutert, die erhebliche Erhöhung des Repeaterabstands nach Maßgabe der linearen Rauschanforderungen nutzbar. Andererseits verhalten sich bei geeigneter Dimensionierung der Systemparameter Systeme mit optischer Phasenkonjugation hinsichtlich der Datenrate und der Art des Modulationsverfahrens auch im eindeutig nichtlinearen Übertragungsbereich voll optisch transparent.

Die oben erläuterten Eigenschaften der Verfahren sind in nachfolgender Tabelle nochmals einander gegenübergestellt.

	Optische Phasenkonjugation	Elektrooptische 3-R-Regeneration
linear	optisch opak	voll optisch transparent
nichtlinear	optisch opak	voll optisch transparent

**12.4.4.2    Optische Phasenkonjugation im Vergleich zur Dispersion-Supported und zur Dispersion-Mediated Nonlinearity-Enhanced Transmission**

Die wesentlichste Einschränkung der Dispersion-Supported Transmission (DST) bzw. ihrer optimierten Form, der Dispersion-Mediated Nonlinearity-Enhanced Transmission (DIMENSION), besteht in ihrem zu hohen Datenraten erheblich abfallenden Leistungsvermögen. Lediglich im Datenbereich von bis zu 10 Gbit/s könnte DST bzw. DIMENSION eine ernstzunehmende Alternative zur Phasenkonjugation auf Standardfaser darstellen, wobei unterhalb von 2.5 Gbit/s prinzipiell die konventionelle NRZ-Übertragung der DST und der DIMENSION vorzuziehen ist.

Während beim Einsatz elektrooptischer 3-R-Regeneratoren die Konfiguration der Strecke an sich die Transparenz blockt, ist sowohl die DST als auch die DIMENSION aufgrund

des Übertragungskonzepts inhärent weder in der Datenrate noch hinsichtlich des Modulationsverfahrens transparent. Zudem ist bei beiden Verfahren eine Optimierung von Sender und Empfänger an die Parameter der Übertragungsstrecke vorzunehmen. Im Gegensatz hierzu bleiben die Eigenschaften der Strecke an sich für die voll optisch transparente Phasenkonjugation irrelevant, falls die erforderlichen Kriterien an die Verstärkerkonfiguration erfüllt sind. Zwar entspricht der Hauptanwendungsbereich der DST und der DIMENSION, die anomal-dispersive Standardfaserübertragung, nicht dem optimalen (normalen) Dispersionsbereich der Optischen Phasenkonjugation; dennoch wurde aus den Untersuchungen deutlich, daß problemlos die Kapazitätsgrenze der DST und der DIMENSION von etwa 200 km respektive etwa 300 km bei 10 Gbit/s durch Einsatz eines OPC erreicht und hinsichtlich Datenrate und Streckenlänge erheblich überschritten werden kann. Hierfür sind allerdings vergleichsweise hohe Komponentenkosten bei der Phasenkonjugation notwendig: Zwar können prinzipiell in allen Verfahren konventionelle, direkt-modulierte Halbleiterlaser eingesetzt werden, die Realisierung hinreichender Systemreserve bedingt jedoch im phasenkonjugierten System die Verkürzung des Verstärkerabstands auf maximal  $\Delta_{OA} = 50$  km bei 300 km-Datenübertragung, wohingegen auch bei rauschbehafteter DIMENSION Abstände von  $\Delta_{OA} = 100$  km tolerierbar sind.<sup>18</sup> Ferner sind zum Aufbau des aktiven optischen Phasenkonjugators noch mehrere optische Verstärker notwendig. Diese Erhöhung des Komponentenaufwands und insbesondere des Pflege, Wartungs- und Instandhaltungsaufwands muß bei der Wirtschaftlichkeitsbetrachtung dem dadurch erkaufte Gewinn an potentieller Datenratenerweiterung auf 40 Gbit/s oder gar 100 Gbit/s in Betracht gezogen werden um auch langfristig die erforderlichen Substitutionsinvestitionen zu minimieren.

Schließlich sei noch auf eine wesentliche Gemeinsamkeit der drei Verfahren hingewiesen: Sowohl die Optische Phasenkonjugation als auch die DST und die DIMENSION ergeben erst am Ende der Übertragungsstrecke, unmittelbar am Empfänger, das optimale Auge; es handelt sich demnach eindeutig um Punkt-zu-Punkt-Übertragungskonzepte. Dies führt zu Problemen, wenn innerhalb der Übertragungsstrecke das Signal oder Teile des Signals bereits abgegriffen oder weitergeleitet werden sollen.<sup>19</sup> Hier zeigt sich zwar tendenziell ein größerer Flexibilitätsgrad der DST bzw. der DIMENSION gegenüber der Phasenkonjugation, da durch adäquate Wahl des FM-Vorchirps eine Optimierung auf unterschiedliche Übertragungslängen auch im installierten System erreicht werden kann. Im Gegensatz hierzu wäre bei der Optischen Phasenkonjugation auf Grund der Symmetrieanforderun-

<sup>18</sup>Bei der Bewertung dieses Vergleichs ist jedoch zu berücksichtigen, daß die Penaltydefinitionen der einzelnen Verfahren nur mittelbar ineinander überführbar sind (siehe auch Kapitel 11.1.2.5)

<sup>19</sup>Diese Eigenschaft kann jedoch gerade im Hinblick auf die äußerst wichtige Abhörsicherheit derartiger High-Speed-Verbindungen auch von Nutzen sein.



gen die verlegte Strecke zu rekonfigurieren. Aus praktischen Gesichtspunkten betrachtet, erscheint jedoch der Einsatz dieser Systemkonzepte in voll optisch transparenten Netzen nur innerhalb der Overlay-Netzwerkebene gegeben, deren Aufgabe essentiell in der hoch-ratigen Anbindung der wesentlichen Kommunikationszentren besteht, ohne daß innerhalb der Distanz Abzweige notwendig sind.

Die folgende Tabelle zeigt nochmals die wesentlichen Punkte in der Übersicht.

	Optische Phasenkonjugation	DST / DIMENSION
Kapazitätsgrenze	>100 Gbit/s	≤10 Gbit/s
maximale Länge	<≈1000 km	200 km / 300 km
Transparenz	voll optisch transparent	inhärent nicht transparent
Komponentenaufwand	hoch	relativ gering

12.4.4.3 Vergleich der Performance Optischer Phasenkonjugation gegenüber Faseroptischem Dispersionsmanagement

Bereits bei der Untersuchung der linearen Dispersionsakkomodation hatten wir die konzeptionelle Ähnlichkeit des Faseroptischen Dispersionsmanagements und der Optischen Phasenkonjugation festgestellt. Wie ferner in Kapitel 12.3 gezeigt, ergab sich auch trotz des mangelnden Potentials der Faserequalizer zur Reduktion nichtlinearer spektraler Signalaufweitung bei adäquater Dimensionierung durch die Reduktion der effektiv wirk-samen Dispersion eine mittelbare Reduktion des Penaltys auch im nichtlinearen Über-tragungsbereich. Mithin stellt sich die Frage, inwieweit der Einsatz zusätzlicher aktiver Komponenten zur Optischen Phasenkonjugation in Punkt-zu-Punkt-Übertragungssyste-men gegenüber dem rein passiven Fasermanagement durch einen entsprechenden Gewinn an Systemperformance zu rechtfertigen ist. Einerseits hatten wir festgestellt, daß bei längeren Übertragungsstrecken die Akkumulation des Rauschens die Effizienz der Pha-senkonjugation beeinträchtigt. Andererseits ergab sich beim Faseroptischen Dispersions-management aus der Erhöhung der durchlaufenen Faserstrecke durch Einfügen der Fasere-qualizer per se ein Zuwachs an akkumulierter Rauschleistung, zu dessen Überwindung eine Erhöhung des Signalpegels erforderlich ist. Mithin ist es interessant, daß Rauschverhalten der beiden Verfahren zu vergleichen. Hierzu wurden numerische Split-Step-Studien bei 10 Gbit/s und 40 Gbit/s Datenübertragung über eine Standardfaser der Länge  $L_{st} = 1000$  km durchgeführt, wobei bei Analyse der Phasenkonjugation die Konjugation nach etwa 500 km erfolgte und beim Faseroptischen Management eine Konfiguration gemäß Typ 1 in Abbildung 12.21 gewählt wurde. Abbildung 12.37a zeigt den Verlauf der Systemper-formance als Funktion der mittleren optischen Signalleistung für einen Verstärkerabstand von  $\Delta_{OA} = 25$  km, wie er sich im rauschfreien System ergibt.

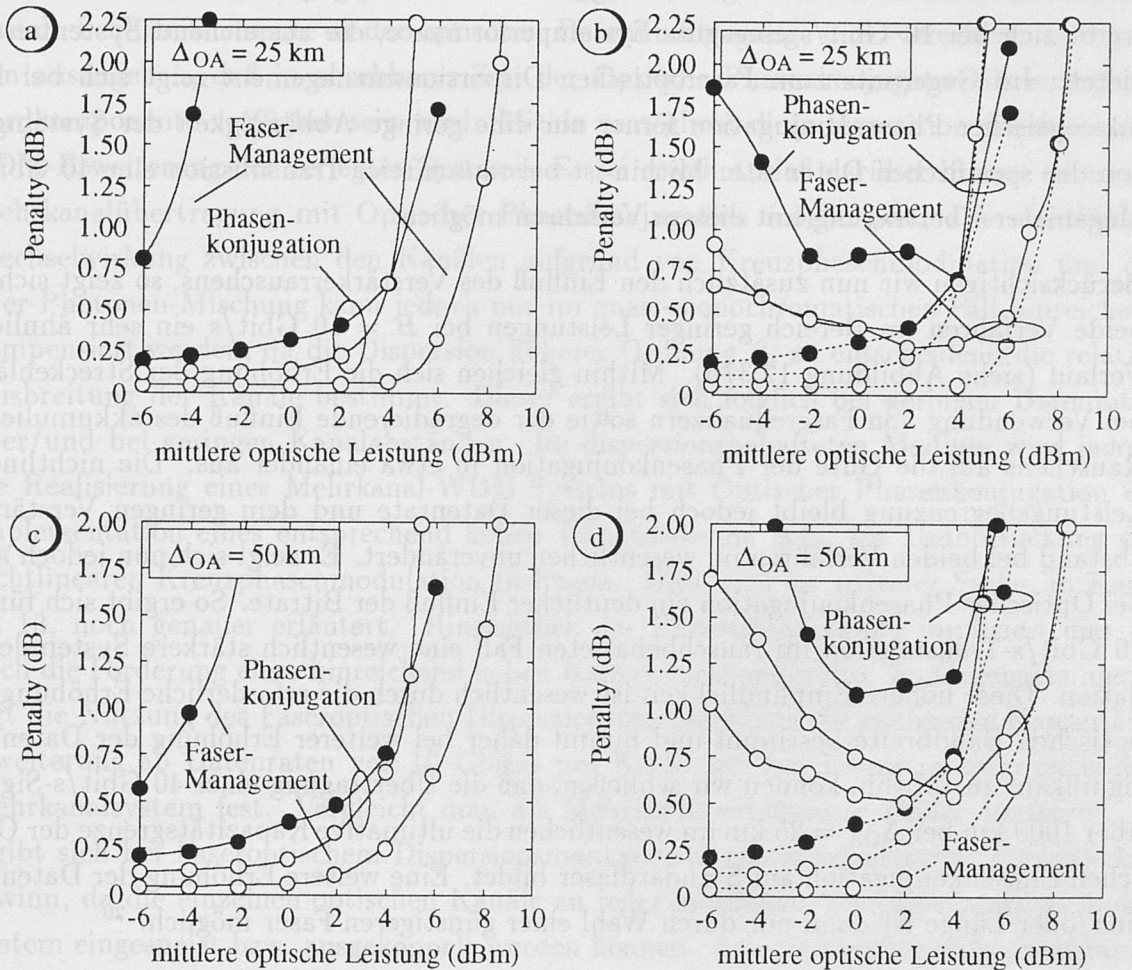


Abbildung 12.37: Vergleich von Phasenkonjugation und Faseroptischem Dispersionsmanagement für die Megameter-Standardfaserübertragung: a) rauschfreie Übertragung bei 25 km Verstärkerabstand, b) identischer, jedoch rauschbehafteter Fall, c) rauschfrei bei 50 km Verstärkerabstand sowie d) bei rauschbehafteter Transmission (Parameter: weiße Symbole bezeichnen  $B=10$  Gbit/s, schwarze Symbole  $B=40$  Gbit/s,  $L_{st}=1000$  km,  $D_{\lambda,st}=17$  ps/(km·nm),  $dD_{\lambda}/d\lambda=0.08$  ps/(km·nm<sup>2</sup>),  $\Delta\lambda_{OPC}=0$ ,  $D_{\lambda,dc}=-80$  ps/(km·nm),  $\alpha_{st} = \alpha_{dc}=0.2$  dB/km,  $A_{eff,st} = A_{eff,dc}=80$   $\mu\text{m}^2$ )



Wie ersichtlich, ist bereits in diesem deterministischen Fall das Faseroptische Dispersionsmanagement nicht hinreichend, um eine virtuelle Dispersionsfreiheit hinsichtlich des 40 Gbit/s-Signals zu ermöglichen. Im Gegensatz hierzu ergibt bei 10 Gbit/s bis in den hohen Leistungsbereich eine hervorragende Systemperformance. Ferner wird deutlich, daß die mittelbare Unterdrückung der Selbstphasenmodulation durch das Management wirksamer die Systemdegradation verhindert, als die unmittelbare Bekämpfung der SPM durch die Phasenkonjugation. Dies ist auf den endlichen Verstärkerabstand zurückzuführen, der zu einer residualen Abweichung von der geforderten Leistungssymmetrie führt. Dennoch ergibt sich bei 10 Gbit/s eine gute Systemperformance, die ausreichend Systemreserve bietet. Im Gegensatz zum Faseroptischen Dispersionsmanagement zeigt sich bei Einsatz optischer Phasenkonjugation ferner nur eine geringe Abhängigkeit der Systemgüte von der spezifischen Datenrate. Mithin ist bei rauschfreier Transmission eine 40 Gbit/s-Megameter-Übertragung mit diesem Verfahren möglich.

Berücksichtigen wir nun zusätzlich den Einfluß des Verstärkerrauschens, so zeigt sich für beide Verfahren im Bereich geringer Leistungen bei  $B = 10$  Gbit/s ein sehr ähnlicher Verlauf (siehe Abbildung 12.37b). Mithin gleichen sich die Erhöhung der Streckenlänge bei Verwendung von Faserequalizern sowie der degradierende Einfluß des akkumulierten Rauschens auf die Güte der Phasenkonjugation in etwa einander aus. Die nichtlineare Leistungsbegrenzung bleibt jedoch bei dieser Datenrate und dem geringen Verstärkerabstand bei beiden Verfahren im wesentlichen unverändert. Es zeigt sich nun jedoch auch bei Optischer Phasenkonjugation ein deutlicher Einfluß der Bitrate. So ergibt sich für die 40 Gbit/s-Transmission im rauschbehafteten Fall eine wesentlich stärkere Systemdegradation. Diese höhere Empfindlichkeit ist wesentlich durch die erforderliche Erhöhung der optischen Bandbreite bestimmt und nimmt daher bei weiterer Erhöhung der Datenrate signifikant zu. Mithin können wir schließen, daß die Übertragung eines 40 Gbit/s-Signals über 1000 km bei  $\Delta_{OA} = 25$  km im wesentlichen die ultimative Kapazitätsgrenze der Optischen Phasenkonjugation auf Standardfaser bildet. Eine weitere Erhöhung der Datenrate und/oder Länge ist dann nur durch Wahl einer günstigeren Faser möglich.<sup>20</sup>

Bei Übergang zu einem Verstärkerabstand von  $\Delta_{OA} = 50$  km (siehe Abbildung 12.37 c und d) fällt zunächst auf, daß die nichtlineare Kapazitätsgrenze beim Faseroptischen Dispersionsmanagement für  $B = 10$  Gbit/s nahezu unbeeinflusst bleibt. Mithin erscheint aus wirtschaftlichen Gründen hier die Wahl dieses höheren Verstärkerabstands sinnvoll. Auch bei der Optischen Phasenkonjugation führt diese vergrößerte Distanz nur zu geringfügiger Reduktion des Dynamikbereichs. Verständlicherweise führt nun jedoch die deutliche Zunahme des Verstärkerrauschens zu einer erheblichen Verschlechterung der

<sup>20</sup>siehe Kapitel 12.4.2.2

Systemperformance bei 40 Gbit/s, so daß ein Penalty von 1 dB nicht mehr erreicht werden kann. Schließlich sei bemerkt, daß die Verminderung des nichtlinearen Penaltys bei der 40 Gbit/s-Übertragung über eine dispersions-gemanagte Strecke auf die Abnahme der gesamten effektiven nichtlinearen Länge zurückzuführen ist, die in diesem Fall das Verhalten determiniert, da die virtuelle Dispersionsfreiheit nicht gegeben ist.

Aus diesem Vergleich können wir schließen, daß die Optische Phasenkonjugation geeignet erscheint, Standardfasern zu voll optisch transparenten TDM-Kanälen zu wandeln. Unter Berücksichtigung der Anwendung von Halbleiterlaserdiodenverstärkern funktionale Schlüsselemente in der optischen Datenübertragung- und -verarbeitung ist davon auszugehen, daß in absehbarer Zeit der Optische Phasenkonjugator als eine Standardkomponente verfügbar sein wird. Mithin ermöglicht diese Investition die sukzessive TDM-Erweiterung der verlegten Systeme. Es sei erwähnt, daß darüber hinaus auch eine Mehrkanalübertragung mit Optischer Phasenkonjugation möglich ist. Die nichtlineare Wechselwirkung zwischen den Kanälen aufgrund von Kreuzphasenmodulation und der Vier-Photonen-Mischung kann jedoch nur im quasi-monochromatischen Fall hinreichend kompensiert werden, da die Dispersion höherer Ordnung  $\beta_3$  zu entscheidend die relative Ausbreitung der Kanäle bestimmt. Dieser ergibt sich folglich bei geringen Datenraten oder/und bei geringen Kanalabständen. Im dispersionsbehafteten Medium wird jedoch die Realisierung eines Mehrkanal-WDM-Systems mit Optischer Phasenkonjugation die Implementation eines entsprechend hohen Kanalabstands  $\Delta f_{ch}$  zur Unterdrückung der nichtlinearen Kreuzphasenmodulation bedingen. Dies wird an späterer Stelle, in Kapitel 13, noch genauer erläutert. Hinsichtlich des Phasenkonjugators impliziert dies jedoch die Forderung einer hinreichend hohen Konversionsbandbreite. Im Gegensatz hierzu legt die Nutzung des Faseroptischen Dispersionsmanagements die sukzessive Kapazitätserweiterung ab Datenraten von 10 Gbit/s pro Kanal auf den Übergang zum optischen Mehrkanalsystem fest. Vergleicht man die Mehrkanalperformance beider Verfahren, so ergibt sich bei Faseroptischem Dispersionsmanagement ein entscheidender Flexibilitätsgewinn, da die einzelnen optischen Kanäle an jeder beliebigen Verstärkerposition in das System eingespeist bzw. ausgekoppelt werden können. Aus praktischer Sicht beschränkt sich damit der sinnvolle Anwendungsbereich der Phasenkonjugation auf den Aufbau von TDM-Datenhighways höchster Kapazität, zur unmittelbaren Verbindung kommunikativer Knotenpunkte, und damit zum Einsatz in höheren Netzwerkebenen, wohingegen das Dispersionsmanagement auf darunterliegenden Ebenen maximale Flexibilität erlaubt.

Die nachfolgende Tabelle faßt nochmals die wesentlichen Punkte zusammen.



	Optische Phasenkonjugation	Dispersionsmanagement
Kapazitätsgrenze für $L < \approx 500$ km	$>100$ Gbit/s	10 Gbit/s
Kapazitätsgrenze für $L \approx 1000$ km	$<40$ Gbit/s	10 Gbit/s
Transparenz für TDM	voll optisch transparent	nur begrenzt transparent
Transparenz für WDM	begrenzt optisch transparent	$B \approx 10$ Gbit/s voll transparent
Komponentenaufwand	hoch	vergleichsweise gering

12.4.4.4 Vor- und Nachteile gegenüber Solitonentransmission

Wie in Kapitel 9.4.2.3 ausführlich erläutert, ist der sinnvolle Einsatzbereich der Solitonübertragung im wesentlichen auf submarine Interkontinentalverbindungen begrenzt, da hier das Neuverlegen spezifischer Glasfasern geringer Dispersion möglich ist. Mithin können wir auch bei der Optischen Phasenkonjugation von der Verwendbarkeit der idealen DS-Faser mit  $D_\lambda = -2\text{ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$  ausgehen. Die untere, für den Performancevergleich relevante Kapazitätsgrenze ist hierbei durch die erreichbare Leistungsfähigkeit konventioneller NRZ-Übertragungssysteme mit faseroptischem Dispersionsmanagement gegeben und liegt im Bereich von 5 Gbit/s bei einer Streckenlänge von 9000 km, woraus sich ein Bitrate-Länge Produkt von  $45\text{ Tbit/s}\cdot\text{km}$  ergibt. Zur Abschätzung der Grenze der Leistungsfähigkeit Optischer Phasenkonjugation ist zunächst die durch Interaktion von chromatischer Dispersion zweiter Ordnung und Selbstphasenmodulation determinierte Grenze zu bestimmen. Ausgehend von der Analyse der zeitlichen Aufweitung eines Gaußpulses erhalten wir bei idealer Kompensation der Dispersion erster Ordnung nachstehende Beziehung zwischen der Datenrate  $B$ , der Systemlänge  $L$ , der Lichtgeschwindigkeit  $c$ , der Vakuumwellenlänge  $\lambda$  und dem Dispersionskoeffizienten  $dD/d\lambda$  [35]

$$B^3L = \frac{1}{46} \cdot \left[\frac{2\pi c}{\lambda}\right]^2 \cdot \left[\frac{dD}{d\lambda}\right]^{-1} \tag{12.56}$$

Für typische Werte der Dispersion zweiter Ordnung von  $dD/d\lambda = 0.08\text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm}^2)$  ergibt dies eine maximale Übertragungslänge von 20.000 km bei einer Datenrate von 20 Gbit/s. Aufgrund der Abweichungen vom idealen Gaußprofil und bedingt durch den zusätzlichen Einfluß der Selbstphasenmodulation wird die in praxi überbrückbare Distanz unter diesem Maximalwert liegen. Dennoch erscheint prinzipiell aus diesen Überlegungen eine 20 Gbit/s-Transmission über die transpazifische Distanz von 10.000 km durch Optische Phasenkonjugation möglich. Dies entspräche einem Bitrate-Länge Produkt von  $200\text{ Tbit/s}\cdot\text{km}$ , das bislang lediglich in Solitonen-(Ring-)Experimenten erreicht werden konnte.

Detaillierte Studien der Einsetzbarkeit Optischer Phasenkonjugation wurden vom Autor in Zusammenarbeit mit A.H. Gauck durchgeführt [142]. Im besonderen zeigte sich, daß bei Einsatz der optimalen Faser und einem Verstärkerabstand von  $\Delta_{OA} \approx 25$  km bei rauschfreier Übertragung bereits eine einzige Phasenkonjugation nach etwa 500 km ausreicht, um ein vollständig nichtlinear zerstörtes 20 Gbit/s-Augendiagramm nach etwa 10.000 km nahezu vollständig zu regenerieren. Der mittlere optische Leistungspegel betrug bei diesen Berechnungen  $P_{ave} = 20$  mW. Ferner konnte demonstriert werden, daß auch das zusätzliche akkumulierte Rauschen der optischen Verstärker bei einer Rauschzahl von 5 dB pro Verstärker bei adäquater optischer Filterung lediglich zu einem Gesamtpenalty von 1.2 dB führt. Schließlich wurde der Einfluß lokaler Dispersionsschwankungen genauer untersucht. Hierbei wurde deutlich, daß Variationen im Bereich von 5% der nominellen Dispersion ( $D_\lambda = -2$  ps/(km·nm)) noch tolerierbar sind. Bei nennenswerter Überschreitung dieses Wertes zeigt sich jedoch bereits eine Abnahme der Kompensationseffizienz. Mithin ist diese Stabilitätsproblematik, auch in Verbindung mit dem Einfluß von Polarisationsfluktuationen, im Hinblick auf die Nutzung der Optischen Phasenkonjugation in Langstreckensystemen genauer zu analysieren. Dennoch läßt sich aus dieser ersten Untersuchung schließen, daß die Optische Phasenkonjugation durchaus das Potential besitzen könnte, mit der Solitonentransmission im Bereich der ultra-Weitverkehrssysteme zu konkurrieren.

Vom technologischen und auch wirtschaftlichen Gesichtspunkt aus besonders wichtig ist, daß bei Optischer Phasenkonjugation prinzipiell auch der Einsatz direkt-modulierter Halbleiterlaser möglich ist, ohne daß der initiale Chirp das resultierende Auge degradiert. Im Gegensatz hierzu erfordern Solitonensysteme technologisch komplexe Mode-gelockte optische Quellen. Bezüglich der Stabilität von Solitonensystemen gegenüber Fluktuationen in der Leistungsverteilung, wie sie beispielsweise bei partiellem Ausfall eines oder mehrerer Verstärkerpositionen auftreten, gibt es jedoch in der Literatur keine verlässlichen Aussagen. Dies erscheint insofern kritisch, als daß die Solitonen ja die Eigenmoden der *dämpfungsfreien* Glasfaser sind und folglich per se einer quasi-entdämpften Ausbreitungssituation bedürfen. Um den Einfluß derartiger Störungen auf die Optische Phasenkonjugation zu untersuchen, wurden in obiger 20 Gbit/s-10 Megameter-Übertragung der unwahrscheinliche Fall einer 3dB-Gewinnreduktion zweier unmittelbar aufeinanderfolgender Verstärker simuliert. Das System überstand einen solchen extremen Einbruch ohne Probleme. Im Vergleich hierzu wäre ein konventionelles NRZ-Übertragungssystem bereits betriebsunfähig geworden, da nicht – wie bei der Phasenkonjugation möglich – durch Kompensation der Selbstphasenmodulation ein Operieren im nichtlinearen Bereich die Erhöhung des Störabstands zum linearen Rauschpegel der optischen Verstärker erlaubt. Hinsichtlich der Stabilität beider Verfahren muß die Langzeitausfallwahrscheinlichkeit ei-



nes aktiven optischen Phasenkonjugators mit der von über 300 passiven, optischen Filtern, wie sie zur Unterdrückung des (Gordon-Haus) Jitters [135] in Solitonsystemen benötigt werden, verglichen werden. Prinzipiell erscheint die Realisierung derartiger Filter jedoch möglich.

Der wesentlichste Vorteil der Solitonenübertragung liegt jedoch darin, daß sie als einziges Übertragungsverfahren die Überwindung der entscheidenden Einschränkung sämtlicher NRZ-Systeme ermöglicht: Während bei NRZ-Übertragung die effektive Bandbreite essentiell durch den Selbstfilterungseffekt der Verstärkerkaskade <sup>21</sup> gegeben ist und bei einem Interkontinentalsystem im Nanometerbereich liegt, ist für Solitonen aufgrund ihrer Selbstheilungskräfte lediglich die lokale Bandbreite von Relevanz. Auf eine etwaige Überfilterung reagieren sie durch eine Reduktion des optischen Leistungspegels, der nach Gleichung (9.38) unmittelbar zu einer zeitlichen Verschmälerung führt, die mithin zur Regeneration der verlorenen Frequenzanteile führt. Mithin sind die absolut erreichbaren Kapazitäten von Solitonensystemen durch NRZ-Systeme nur dann erreichbar, wenn spezifische technologische Maßnahmen zum Ausgleich der Selbstfilterung optischer Verstärkerkaskaden getroffen werden. Aufgrund der zur Unterdrückung der Solitoneninteraktion erforderlichen extrem kurzen Pulsdauern ist jedoch die maximal sinnvolle Datenrate bei Solitonen auf 5 Gbit/s begrenzt. Eine Erhöhung der Gesamtdatenrate sollte durch Übergang zum Polarisations- bzw. Wellenlängenmultiplex erfolgen, wobei hier etwa 4-5 Kanäle realisierbar erscheinen.

Die oben genannten Kriterien sind nochmals in nachfolgender Tabelle zusammengefaßt.

	Phasenkonjugation	Solitonen
Kapazitätsgrenze (10.000 km)	$\approx 20$ Gbit/s	4-5 Gbit/s
Transparenz für TDM	begrenzte Transparenz	voll optisch transparent
Sende-/Empfangskomponenten	geringer Aufwand	hoher Aufwand
in-line Komponenten	1 aktiver OPC	(300) passive optische Filter

<sup>21</sup>siehe Kapitel 6.4

### 12.4.5 Experimentelle Systemuntersuchungen

Zur Vervollständigung der Untersuchung des Einflusses Optischer Phasenkonjugation auf die gemeinsamen Effekte von chromatischer Dispersion und Selbstphasenmodulation wurde schließlich im Rahmen dieser Arbeit erstmalig der experimentell eindeutige Nachweis der Kompensierbarkeit von nichtlinearer Selbstphasenmodulation in dispersiven Glasfasern erbracht und international veröffentlicht [136], [137]. Die Durchführung des nachfolgend beschriebenen Experiments erfolgte in Zusammenarbeit mit dem Heinrich-Hertz-Institut für Nachrichtentechnik, Berlin GmbH, wobei die experimentellen Arbeiten von Herrn Dipl.-Ing. W. Pieper, Herrn Dipl.-Ing. R. Schnabel und Herrn Dr.-Ing. R. Ludwig unter der Leitung von Herrn Dr. rer. nat. H.G. Weber durchgeführt wurden. Dem Autor oblag die Idee zur Durchführung dieses Nachweises, die genaue konzeptionelle Organisation sowie die vollständige theoretische Aufarbeitung der Ergebnisse. Hierbei wurde er von Dipl.-Ing. D. Breuer hilfreich unterstützt.

#### 12.4.5.1 Theoretische Konzeptionierung des Experiments

Da die Effizienz der Kompensation rein linear dispersiver Verzerrungen bereits in vielfachen Experimenten bestätigt war (siehe beispielsweise [127]), mußte bei der Konzeptionierung des Experiments auf die eindeutige Zuweisbarkeit des entstandenen Penaltys zur faseroptischen Selbstphasenmodulation geachtet werden. Als Hardware-Ressourcen standen etwa 90 km an Standardfaser, verschiedene optische Quellen und auch optische Filter zu Verfügung. Die Anzahl optischer Verstärker (EDFAs) war auf insgesamt sechs begrenzt, wobei jedoch bereits zwei zum Aufbau des Optischen Phasenkonjugators (OPC) benötigt wurden und die pro Verstärker maximal verfügbare mittlere optische Ausgangsleistungen im Bereich von  $P_{\text{ave}} \approx 14$  dBm lag.

Die besondere Problematik der Standardfaserübertragung im Hinblick auf den Versuchszweck ergab sich aus der Soliton-artigen Unterstützung der Selbstphasenmodulation (SPM), die bei derartig kurzen Gesamtlängen von unter 100 km erst bei sehr hohen optischen Leistungspegeln in einer signifikanten Degradation der Systemperformance resultiert. Zur Minimierung des linearen Penaltys und der erforderlichen Leistung erschien eine Übertragung bei einer Datenrate von  $B = 5$  Gbit/s gegenüber den Alternativen 2.5 Gbit/s und 10 Gbit/s vorteilhaft, wobei zur Intensitätsmodulation der optischen Quelle ein externer Modulator der Direktmodulation zur Vermeidung exzessiver linearer Systemstörungen vorzuziehen war. Da zur Erreichung der optimalen Konversionseffizienz im Halbleiterlaserverstärker die Wellenlänge der optischen Quelle variabel sein mußte, wurde ein Laser mit externer Kavität (ECL) verwendet. Zur Verdeutlichung der eigentlichen Kompensationswirkung sollten zum einen im optischen Frequenzbereich mit Hilfe eines Heterodyn-



meßverfahrens das optische Signalspektrum am Eingang, bei nichtlinearer Übertragung ohne und schließlich bei nichtlinearer Transmission mit OPC aufgenommen werden. Aus einer kompensierbaren Verbreiterung dieses Spektrums wäre dann eindeutig auf die Kompensation der SPM zu schließen, da eine spektrale Signalaufweitung *nicht* durch lineare Dispersion erreichbar ist. Im Zeitbereich manifestiert sich die nichtlineare Störung jedoch erst bei größeren Übertragungslängen. Unter Berücksichtigung der begrenzten Faserlänge erschien folglich die Verwendung eines dispersiv-wirkenden schmalbandigen optischen Empfängerfilters attraktiv. Zur Maximierung der Zeitbereichsdegradation war hierbei die Filterbandbreite gerade so zu wählen, daß bei rein linearer Übertragung das optische Signalspektrum ohne Verzerrung den Empfänger erreicht, bei geringfügiger nichtlinearer Spektralaufweitung jedoch die einsetzende optische Überfilterung unmittelbar zu meßbaren Bitfehlerraten-Penaltys führen würde. Zu diesem Zweck wurde durch Kaskadierung eines periodischen Mach-Zehnder-Filters der Bandbreite  $B_{\text{opt}} \approx 2 \cdot B = 10 \text{ GHz}$  sowie eines breitbandigeren Fabry-Perot-Filters zur Unterdrückung der Seitenpaßbänder des ersteren ein optisches Filter der effektiven Bandbreite  $B_{\text{of}} = 10 \text{ GHz}$  realisiert (siehe Transmissionscharakteristik in Abbildung 12.38).

Hinsichtlich der Positionierung der optischen Verstärker waren die Forderungen hohen Nichtlinearitätsgrads dem Anspruch für die Praxis sinnvoller minimaler Verstärkerabstände einander abzuwägen, weshalb ein inhomogener Verstärkerabstand von  $\Delta_{\text{OA,a}} = 17.6 \text{ km}$  und  $\Delta_{\text{OA,b}} = 26.4 \text{ km}$  auf beiden Segmenten gewählt wurde.

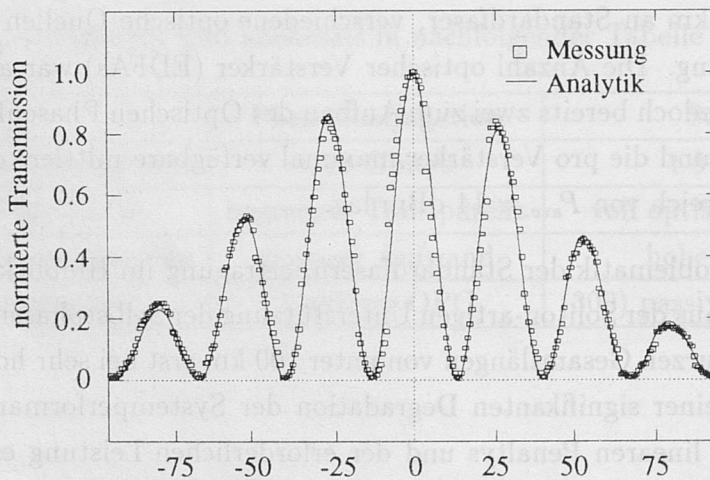


Abbildung 12.38: Übertragungsfunktion des verwendeten optischen Empfängerfilters: a) gemessener Verlauf und b) analytisch nachgebildeter Verlauf

Als Schlüsselement wurde der Optische Phasenkonjugator mit Hilfe eines von dem Unternehmen NTT zur Verfügung gestellten Halbleiterlaserdiodenverstärkers (SLA) implementiert, wobei der spezifische Aufbau den Angaben in Kapitel 11.3.5.4 entsprach.

Zusammenfassend zeigt Abbildung 12.39 den so theoretisch optimierten und auch praktisch realisierten Versuchsaufbau.

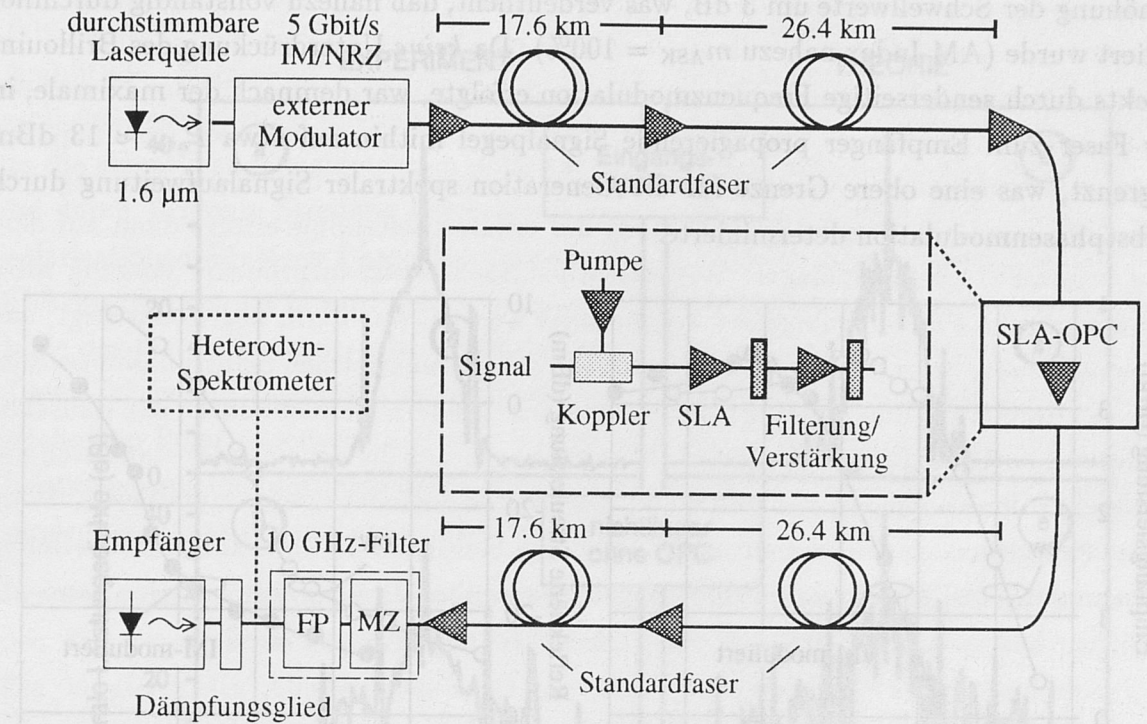


Abbildung 12.39: Experimenteller Versuchsaufbau

Nachdem durch intensive numerische Voruntersuchungen der gezeigten Konfiguration im realisierbaren Leistungsbereich hinreichend große spektrale und zeitliche Signaldegradationen nachgewiesen werden konnten, erfolgte die Durchführung des Experiments.

#### 12.4.5.2 Durchführung des Experiments und Diskussion der Ergebnisse

Im Sinne einer möglichst großen Leistungsökonomie, wurde zunächst beim Aufbau der theoretisch konzeptionierten Anordnung auf eine akkurate Optimierung der Längen zur Einhaltung der geforderten Symmetriebedingungen geachtet. Ferner erfolgte mit Hilfe eines optischen Rückstreuverfahrens (OTDR) die Vermessung der lokalen Dämpfungsverteilung. Letztere zeigte, daß innerhalb der Übertragungsstrecke keine ausgezeichneten diskreten Dämpfungsspitzen auftraten, die die Effizienz der nichtlinearen Selbstphasenmodulation im Aufbau neuer Spektralkomponenten hätte hindern können, bzw. darüber hinaus zu einer relevanten Störung der Symmetrie hätte führen können.

Anschließend wurde der maximal mögliche mittlere optische Eingangspegel  $P_{\text{SBS,cw}}^{\text{th}}$  durch Messung der Brillouin-Schwellwerte des ersten Segments bestimmt. Wie aus Abbildung 12.40 ersichtlich, ergibt sich im unmodulierten Fall ein Maximalwert von etwa  $P_{\text{ave}} =$



10 dBm. Den theoretischen Erwartungen in Kapitel 10 entsprechend, führte die Reduktion der im Träger konzentrierten mittleren optischen Leistung bei Modulation zu einer Erhöhung der Schwellwerte um 3 dB, was verdeutlicht, daß nahezu vollständig durchmoduliert wurde (AM-Index nahezu  $m_{ASK} = 100\%$ ). Da keine Unterdrückung des Brillouin-Effekts durch senderseitige Frequenzmodulation erfolgte, war demnach der maximale, in der Faser zum Empfänger propagierende Signalpegel mithin auf etwa  $P_{ave} \approx 13$  dBm begrenzt, was eine obere Grenze für die Generation spektraler Signalaufweitung durch Selbstphasenmodulation determinierte.

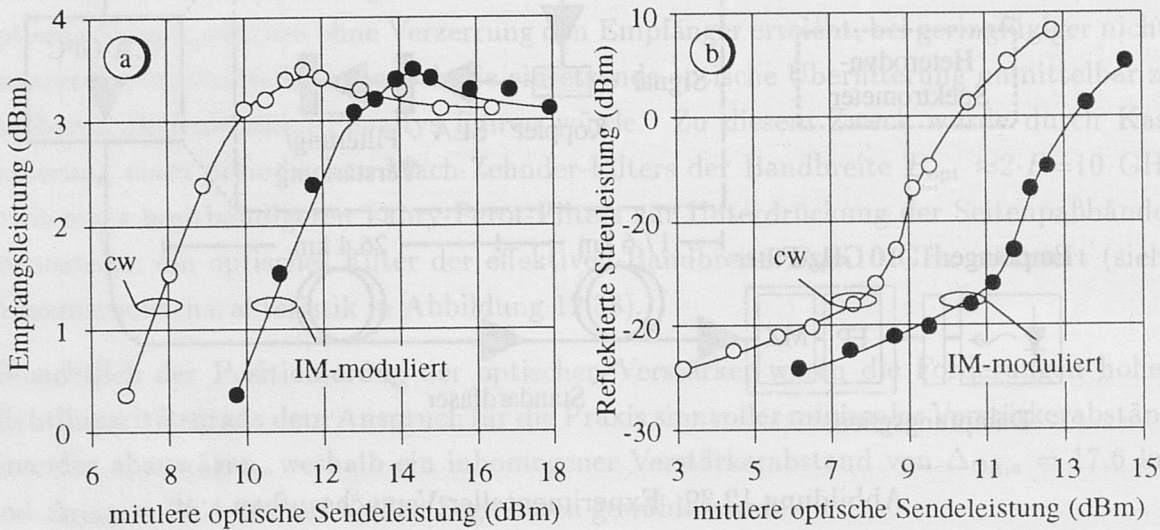


Abbildung 12.40: Messung der Brillouin-Grenzwerte an ein der Verkopplung zweier Faser-segmente der jeweiligen Länge von 26.4 km: a) Auswertung der vorwärtspropagierenden Signalwelle und b) entsprechende rückwärts-laufende Brillouin-Welle

In einem nächsten Schritt erfolgte die Aufnahme der optischen Spektren mit Hilfe eines Heterodynmeßverfahrens. Für den besonders interessanten Fall maximaler optischer Eingangsleistung ( $P_{ave} \approx 13$  dBm) verdeutlicht ein Vergleich von Abbildung 12.41 a und b, daß es durch die nichtlineare Selbstphasenmodulation zu einer erheblichen Aufweitung des Signalspektrums kommt. Der Vollständigkeit sei angemerkt, daß diese spektrale Zunahme natürlich auch als Folge der gewöhnlichen Modulationsinstabilität verstanden werden kann.<sup>22</sup> Wie aus Abbildung 12.41c ersichtlich wird, gelingt es jedoch auch in diesem hoch-nichtlinearen Leistungsbereich, durch Optische Phasenkonjugation die nahezu vollständige Kompensation der durch Interaktion von chromatischer Dispersion und Selbstphasenmodulation generierten Spektralverbreiterung zu erzielen, so daß das ursprüngliche Eingangsspektrum wiederhergestellt ist.

<sup>22</sup>siehe Ausführungen in Kapitel 9.6

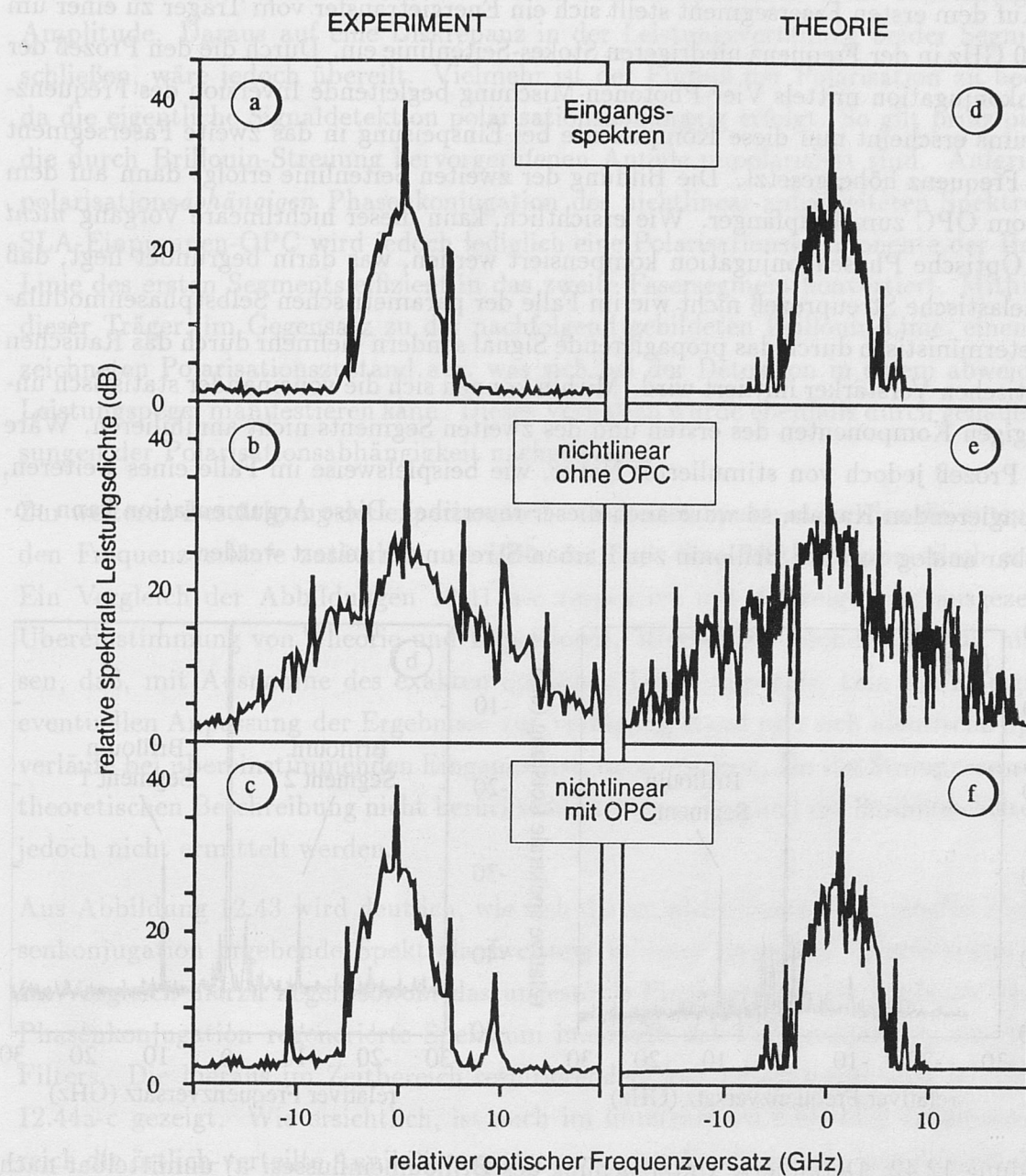


Abbildung 12.41: Vergleich der experimentell-ermittelten (a)-c)) mit den entsprechenden numerischen Spektren (d)-f)) (Parameter:  $P_{\text{ave}} \approx 13$  dBm), weitere Angaben siehe Abbildung 12.39)



Einzig auffallend ist, daß zwei diskrete Spektrallinien im Abstand  $\Delta f \approx \pm 10$  GHz vom Träger trotz Phasenkonjugation bestehen blieben. Das Auftreten dieser Linien kann auf den durch Rauschen eingeleiteten unelastischen Brillouin-Streuprozess zurückgeführt werden: Auf dem ersten Fasersegment stellt sich ein Energietransfer vom Träger zu einer um etwa 10 GHz in der Frequenz niedrigeren Stokes-Seitenlinie ein. Durch die den Prozess der Phasenkonjugation mittels Vier-Photonen-Mischung begleitende Inversion des Frequenzspektrums erscheint nun diese Komponente bei Einspeisung in das zweite Fasersegment in der Frequenz höhergesetzt. Die Bildung der zweiten Seitenlinie erfolgt dann auf dem Weg vom OPC zum Empfänger. Wie ersichtlich, kann dieser nichtlineare Vorgang *nicht* durch Optische Phasenkonjugation kompensiert werden, was darin begründet liegt, daß der unelastische Streuprozess nicht wie im Falle der parametrischen Selbstphasenmodulation deterministisch durch das propagierende Signal sondern vielmehr durch das Rauschen der optischen Verstärker initiiert wird. Mithin können sich die voneinander statistisch unabhängigen Komponenten des ersten und des zweiten Segments nicht annihilieren. Wäre dieser Prozess jedoch von stimulierter Natur, wie beispielsweise im Falle eines weiteren, kopropagierenden Kanals, so wäre auch dieser reversibel. Diese Argumentation kann unmittelbar analog von der Brillouin zur Raman-Streuung erweitert werden.

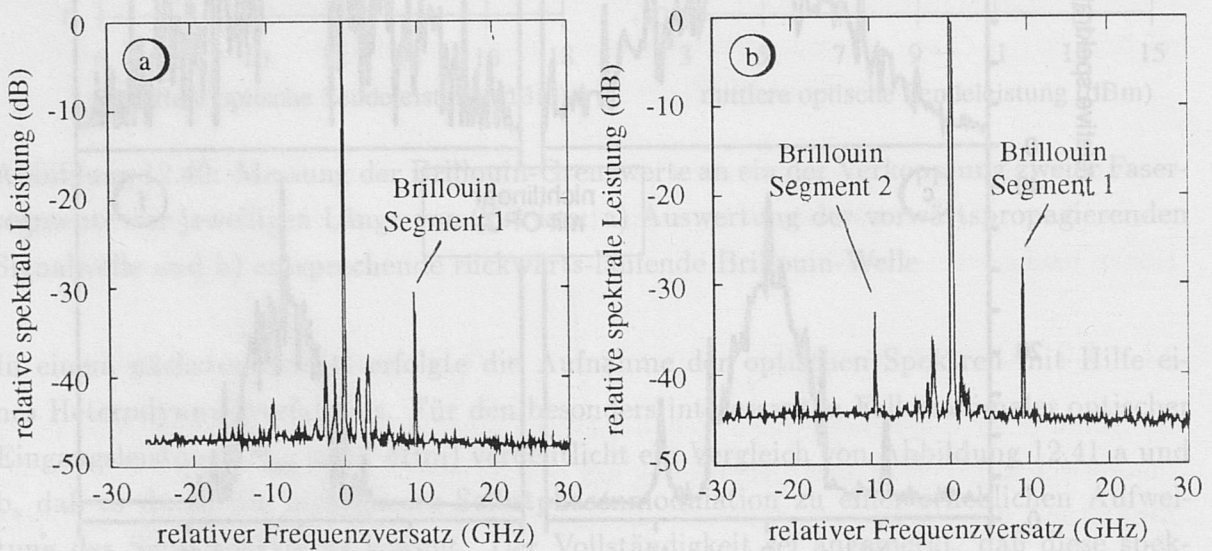


Abbildung 12.42: Detaillierte Untersuchung des Brillouineinflusses: a) unmittelbar nach OPC und b) am Ende der gesamten phasenkonjugierten Strecke

Zur Eindeutigen Zuweisung dieser verbleibenden Seitenlinien zu Brillouin-Streuung wurde eine identische Messung nochmals für den Fall eines eingangsseitig unmodulierten Signals durchgeführt. Wie aus Abbildung 12.42a ersichtlich, ergibt sich tatsächlich unmittelbar nach Konversion des Spektrums, am Ausgang des optischen Phasenkonjugators lediglich

eine singuläre Spektrallinie, wohingegen nach Durchlaufen des zweiten Segments eine zweite Seitenlinie durch SBS generiert wurde 12.41b.

Wie zu erkennen, gleichen sich die beiden SBS-Komponenten nicht vollständig in der Amplitude. Daraus auf eine Diskrepanz in der Leistungsverteilung beider Segmente zu schließen, wäre jedoch übereilt. Vielmehr ist der Einfluß der Polarisierung zu bedenken, da die eigentliche Signaldetektion polarisationsabhängig erfolgt. So gilt prinzipiell, daß die durch Brillouin-Streuung hervorgerufenen Anteile unpolarisiert sind. Aufgrund der polarisationsabhängigen Phasenkonjugation des nichtlinear-aufgeweiteten Spektrums im SLA-Einpumpen-OPC wird jedoch lediglich eine Polarisationskomponente der Brillouin-Linie des ersten Segments effizient in das zweite Fasersegment konvertiert. Mithin weist dieser Träger, im Gegensatz zu der nachfolgend gebildeten Brillouin-Linie, einen ausgezeichneten Polarisationszustand aus, was sich bei der Detektion in einem abweichenden Leistungspegel manifestieren kann. Dieses Verhalten wurde ebenfalls durch genauere Messungen der Polarisationsabhängigkeit nachgewiesen.

Zur weiteren Bestätigung der experimentell-ermittelten Spektren wurden die entsprechenden Frequenzverläufe zusätzlich mit Hilfe der Split-Step-Methode numerisch ermittelt. Ein Vergleich der Abbildungen 12.41 a-c respektive mit d-f zeigt eine ausgezeichnete Übereinstimmung von Theorie und Experiment. Hierbei ist besonders darauf hinzuweisen, daß, mit Ausnahme des exakten optischen Leistungspegels, kein Freiheitsgrad zur eventuellen Anpassung der Ergebnisse zur Verfügung stand und sich identische Spektralverläufe bei übereinstimmenden Eingangsleistungen ergaben. Da die Streuprozesse in der theoretischen Beschreibung nicht berücksichtigt waren, konnten die Brillouin-Seitenlinien jedoch nicht ermittelt werden.

Aus Abbildung 12.43 wird deutlich, wie sich die im nichtlinearen Betriebsfall ohne Phasenkonjugation ergebende Spektralaufweitung in einer optischen Überfilterung äußert. Im Vergleich hierzu liegen sowohl das ungestörte Eingangsspektrum wie auch das durch Phasenkonjugation regenerierte Spektrum innerhalb des Paßbandbereichs des 10 GHz-Filters. Die hieraus im Zeitbereich resultierenden Augendiagramme sind in Abbildung 12.44a-c gezeigt. Wie ersichtlich, ist auch im untersuchten eindeutig nichtlinearen Bereich die örtlich-verteilte Annihilierung der erzeugten Fourieranteile hinreichend effizient, um trotz sehr schmalbandiger Filterung mit Hilfe der Optischen Phasenkonjugation zu vernachlässigbarer Systemdegradation zu führen.



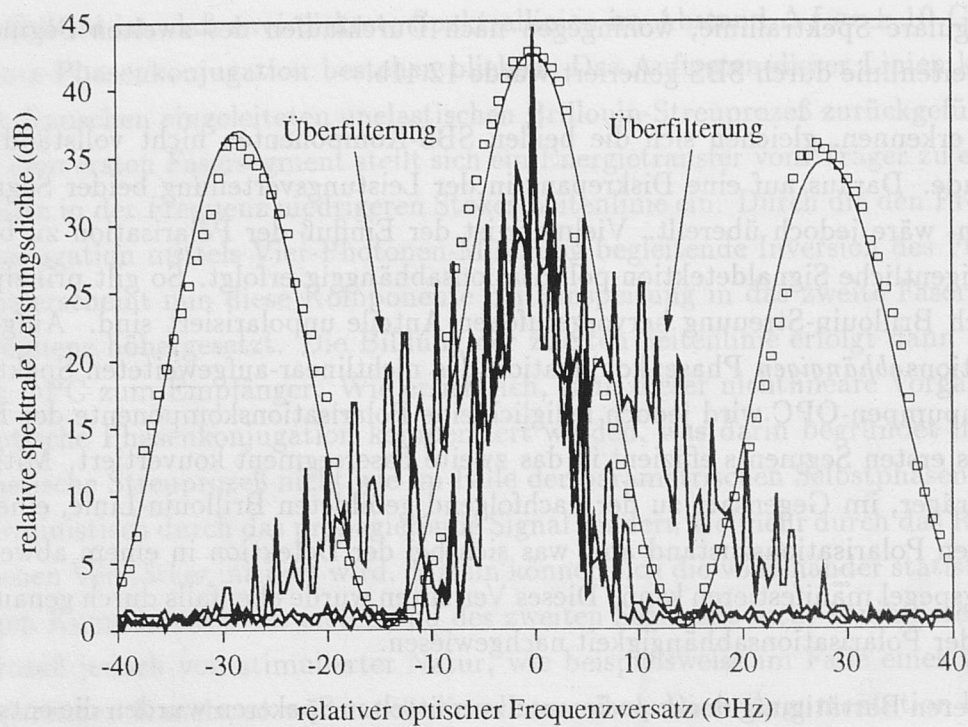


Abbildung 12.43: Veranschaulichung der optischen Überfilterung im Frequenzbereich für einen exemplarischen nichtlinearen Betriebsfall ohne Phasenkonjugation im Vergleich zur Transmission des Eingangsspektrums und des Spektrums mit Phasenkonjugation

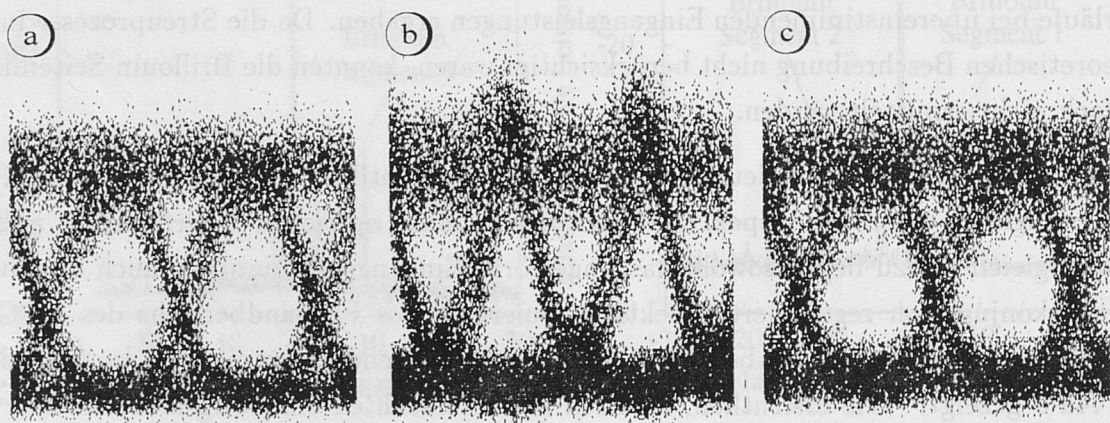


Abbildung 12.44: Augendigramme: a) am Eingang, b) nach 88 km Standardfaser ohne Phasenkonjugation und c) nach 88 km Faser mit Phasenkonjugation (Parameter: entsprechend den Spektralverläufen in Abbildung 12.41, Normierung der Augendigramme in der Darstellung auf jeweilige mittlere optische Leistung am Empfänger)

Prägnant anschaulich wird die Effizienz der Optischen Phasenkonjugation jedoch erst bei Aufnahme der Bitfehlerraten-(BER)-kurven. So wird aus Abbildung 12.45 offensicht-

lich, daß durch Einsatz des OPC Penaltys von mehreren Dezibel kompensiert werden können, ohne daß der optische Phasenkonjugator zu einer Degradierung der Back-to-Back-Performance führt.

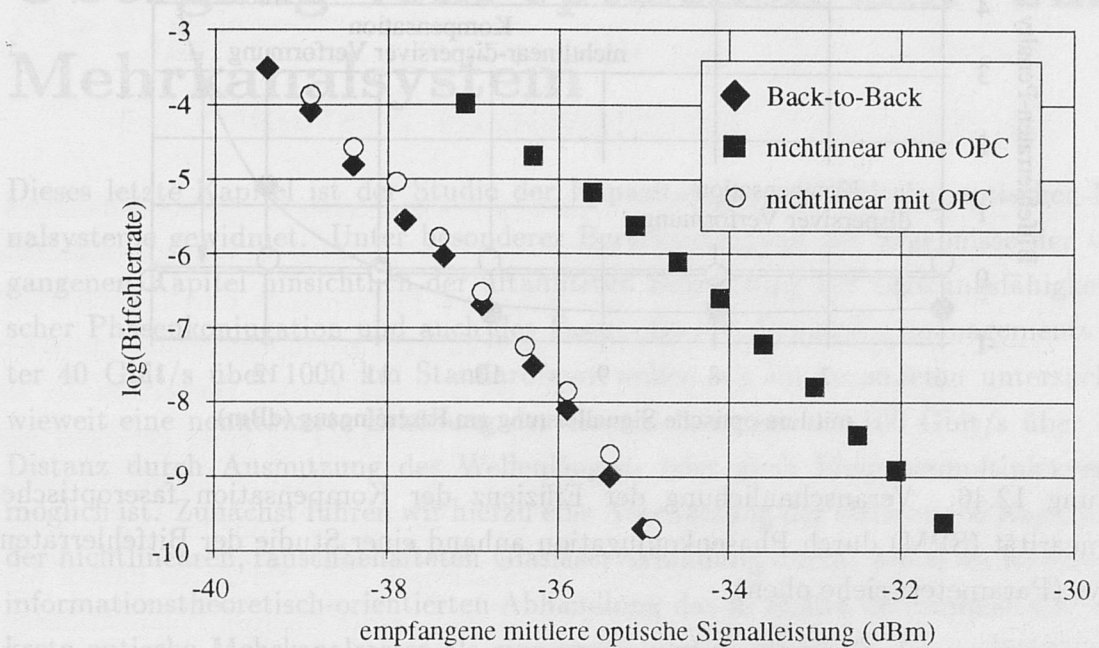


Abbildung 12.45: Reduktion der nichtlinearen Systemdegradation durch Phasenkonjugation für einen exemplarischen Fall hoher Leistung (Sendeleistung  $\approx 12.5$  dBm)

Um schließlich auch in dieser Darstellung den eindeutigen Zuweis des kompensierten Penaltys zur nichtlinearen Selbstphasenmodulation zu ermöglichen, wurden zusätzlich das sich ergebende BER-Penalty in Abhängigkeit des mittleren optischen Leistungspegels am Sender  $P_{\text{ave}}$  für Übertragung mit und ohne OPC gemessen. Die Ergebnisse in Abbildung 12.46 veranschaulichen eindrucksvoll, daß der Anstieg des nichtlinearen Penaltys auch in der Standardfaser effizient bis in den eindeutig nichtlinearen Betriebsbereich unterdrückt werden kann.

Zur Vermeidung von Mißverständnissen sei an dieser Stelle noch auf einen Punkt besonders hingewiesen: Bei Einsatz des Phasenkonjugators ergibt sich aus Abbildung 12.46 ein effektives Penalty von 0 dB, was der Back-to-Back-Empfindlichkeit entspricht. Im Gegensatz hierzu stellt sich ohne OPC bereits bei geringen Leistungen, also im linearen Bereich, ein negatives Penalty ein. Diese Verbesserung der Übertragungscharakteristik scheint der Tatsache, die Phasenkonjugation kompensiere auch die linear-dispersiven Signalverformungen, zu widersprechen. Verständlich wird ein solches Verhalten jedoch, wenn wir uns der in Kapitel 5.4.1.2 durchgeführten ausführlichen Berechnung des linearen Dispersionschirps von Rechteckpulsen erinnern, die uns zu dem Schluß geführt hatte, daß es bereits



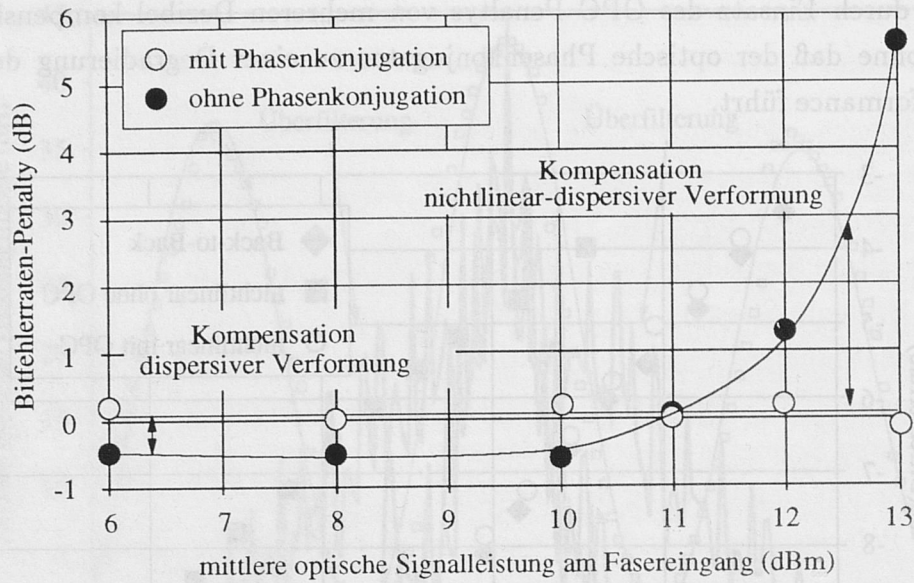


Abbildung 12.46: Veranschaulichung der Effizienz der Kompensation faseroptischer Nichtlinearität (SPM) durch Phasenkonjugation anhand einer Studie der Bitfehlerraten-Penaltys (Parameter: siehe oben)

einzig aufgrund der chromatischen Dispersion zu einer Erhöhung der Pulsspitzenleistung kommt. Berücksichtigen wir nun ferner, daß aus der Betrachtung des Augendiagramms der Back-to-Back-(BTB)-Messung in Abbildung 12.44a auf eine unmittelbare Reduktion des Leistungspegels isolierter EINSEN durch Bandbreitenbegrenzung im BTB-System zu schließen ist, so wird offensichtlich, daß die linear-dispersive Pulsüberhöhung im nicht-kompensierten Fall global zu einer Verbesserung der Systemperformance gegenüber dem Back-to-Back-Fall führt. Bedingt durch die effiziente Kompensation linearer Verformungen kann diese im phasenkonjugierten System jedoch nicht erzielt werden.

## Kapitel 13

# Übergang vom optischen Ein- zum Mehrkanalsystem

Dieses letzte Kapitel ist der Studie der Kapazitätsgrenzen digitaler optischer Mehrkanalsysteme gewidmet. Unter besonderer Berücksichtigung der Ergebnisse der vorangegangenen Kapitel hinsichtlich der ultimativen Begrenzung der Leistungsfähigkeit Optischer Phasenkonjugation und auch des Faseroptischen Dispersionsmanagements auf unter 40 Gbit/s über 1000 km Standardfaser wollen wir im besonderen untersuchen, inwieweit eine nennenswerte Erhöhung der Gesamtdatenrate auf 100 Gbit/s über dieselbe Distanz durch Ausnutzung des Wellenlängen- oder auch Frequenzmultiplexverfahrens möglich ist. Zunächst führen wir hierzu eine Abschätzung der ultimativen Kanalkapazität der nichtlinearen, rauschbehafteten Glasfaserverbindung durch, wobei im Rahmen dieser informationstheoretisch-orientierten Abhandlung das in realita deterministische und diskrete optische Mehrkanalraster als eine kontinuierlich innerhalb der verfügbaren Bandbreite verschmierte Mehrkanalleistungsdichte statistisch modelliert wird. Im Sinne einer Erleichterung des Verständnisses dieser abstrahierten Betrachtung und zur Verdeutlichung der physikalischen Relevanz der jeweiligen Formalismen, wird an den entscheidenden Stellen die Bedeutung anhand des einfach überschaubaren Falles der diskreten Dreikanalausbreitung erläutert, wobei hierbei zwei optische Kanäle Signalträger seien und ein weiterer lediglich als Probe-(=Test-)Kanal dienen möge.

Während aus dieser ersten Abschätzung lediglich die absolute Grenze im Sinne der Shannon'schen Kanalkapazität [141] ersichtlich wird, erfolgt in einem folgenden Abschnitt der Übergang von der verteilten, statistischen Leistungsdichte zu einem diskreten, binär-kodierten Mehrkanalkammspektrum, für welches dann die maximal erreichbare Gesamtübertragungsrate als Funktion der wesentlichen Systemparameter wie Faserdispersion, Verstärkerkonfiguration, Rauschzahl der eingesetzten Verstärker, absolute Übertragungslänge, gefordertes Gütekriterium, etc. diskutiert wird. Die hieraus ableitbaren Erkenntnisse können dann unmittelbar in das Design eines optischen Mehrkanalsystems höchster Kapazität eingebracht werden.

Durch gemeinsame Auswertung der im Rahmen der Einkanaluntersuchungen gewonnenen Designgrundlagen und -kriterien sowie der Ergebnisse der statistischen Mehrkanalanalyse gelangen wir dann zu den optimalen Implementationsmöglichkeiten voll optisch-transparenter Netze höchster Kapazität. Für die sowohl aus wirtschaftlicher als auch aus



technischer Sicht attraktivste Systemkonfiguration führen wir abschließend eine genaue numerische Untersuchung der erreichbaren Performance durch.

### 13.1 Abschätzung der ultimativen Kapazität nichtlinearer faseroptischer Systeme

Den eigentlichen Kern der nachfolgenden Frequenzbereichsuntersuchungen bildet die Annahme der Zulässigkeit der Modellierung nichtlinear-faseroptischer Systemstörungen als Quasi-Rauschprozeß, analog zur Beeinträchtigung der Performance durch Verstärker-rauschen. Während diese Voraussetzung bei einer Vielzahl kopropagierender optischer Kanäle, im besonderen bei Verwendung von Fasern geringer lokaler Dispersion  $D_\lambda$  im allgemeinen sehr gut erfüllt sein wird, ergibt sich bei Übergang zu einer geringen Anzahl wechselwirkender Träger ein eher quasi-deterministisches Verhalten der nichtlinearen Störung. Wie gezeigt werden kann, ist die aus der statistischen Modellierung folgende Kapazitätsgrenze in diesem Fall tendenziell zu optimistisch [52]. Ferner sei darauf hingewiesen, daß wir uns im folgenden auf die Untersuchung eines einzigen Polarisationszustands beschränken. Die Ergebnisse können jedoch, unmittelbar auf arbiträre Polarisationszustände erweitert werden.

Gemäß den Ausführungen in Kapitel 7.3 können wir die Ausbreitung aller individueller optischer Kanäle als eine skalare, schnell-oszillierende Gesamtfeldstärke  $\hat{E}$  modellieren, wobei die eigentliche Propagation in der nichtlinearen, dispersiven Glasfaser durch folgende partielle Differentialgleichung beschreibbar ist

$$\Delta \hat{E}(x, y, z, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[ 1 + \chi^{(1)}(x, y, t) * + \chi^{(3)} \cdot \hat{E}(x, y, z, t) \cdot \hat{E}(x, y, z, t) \right] \hat{E}(x, y, z, t). \quad (13.1)$$

Hierin sind die lineare transversale Brechzahlverteilung und die chromatische Dispersion durch die zeitabhängige lineare Suszeptibilität  $\chi^{(1)}$  erfaßt. Die nichtlineare Suszeptibilität  $\chi^{(3)}$  berücksichtigt die parameterischen nichtlinearen Kerr-Effekte und kann, wie erläutert, als eine zeitunabhängige, reelle Konstante angesetzt werden. Im Gegensatz hierzu bedingt die Berücksichtigung der Brillouin- und Raman-Streuprozesse die Erweiterung dieser nichtlinearen Proportionalitätskonstanten um einen zeitlich dynamischen Anteil, den wir zunächst jedoch vernachlässigen wollen. Aus didaktischen Gründen, führen wir den Nachweis der Zulässigkeit dieser Näherung erst an späterer Stelle durch. Ferner wollen wir zunächst *periodische Zeitsignale* annehmen, deren Periodizität durch die Zeitverschiebung  $T_\kappa$  charakterisiert sei, mit der zugeordneten Kreisfrequenzen gemäß

$$\omega_\kappa := 2\pi \cdot \kappa \Delta f := 2\pi \cdot \frac{\kappa}{T_\kappa}. \quad (13.2)$$

Für den Fall *geringer optischer Leistungspegel* können dann aus Gleichung (13.1) mit  $\chi^{(3)} \gg \chi^{(1)}$  die in positiver  $z$ -Richtung propagierenden Eigenwellen  $E_\kappa$  zu

$$E_{\kappa, \omega_\kappa} = F(x, y) \cdot \sqrt{Z_f} \cdot \exp \left( -j\omega_\kappa t - j\beta_0 z - j\beta_1(\omega_\kappa - \omega_0)z - \frac{\alpha}{2} z' \right) \quad (13.3)$$

bestimmt werden, wobei  $F$  die transversale Modenverteilungsfunktion ist und  $Z_f$  den Wellenvektor der Glasfaser bezeichnet, der sich aus der linearen Suszeptibilität  $\chi^{(1)}$  zu

$$Z_f := \frac{377}{\sqrt{1 + \chi^{(1)}}} \Omega \quad (13.4)$$

berechnet. Sowohl für die Funktion  $F(x, y)$  als auch für die Dämpfungskonstante der optischen Leistung  $\alpha$  in Gleichung (13.3) gelte Frequenzunabhängigkeit. Unter Berücksichtigung des periodischen Dämpfungsausgleiches ist es ferner zweckmäßig, anstelle der realen Ortskoordinate  $z$  entlang der Übertragungsstrecke die Ortskoordinate  $z'$  einzuführen, wobei die beiden Größen in folgender Beziehung zueinander stehen

$$z' := z - m \cdot \Delta_{OA}, \quad (13.5)$$

mit ganzzahligem, positiven  $m$  und dem Verstärkerabstand  $\Delta_{OA}$ , woraus folgt  $z' \in [0, \Delta_{OA}]$ . Im monomodalen Übertragungsbereich der Glasfaser ergibt sich für jede Kreisfrequenz  $\omega_\kappa$  (und Polarisation) lediglich eine singuläre Eigenlösung von Gleichung (13.1), deren Eigenwert oder auch Ausbreitungskonstante  $\beta_\kappa$  durch eine Taylorreihentwicklung bis einschließlich des dritten Gliedes gemäß

$$\beta_k := \beta(\omega_\kappa) := \beta_0 + \beta_1 \cdot \Omega_\kappa + \frac{\beta_2}{2} \cdot \Omega_\kappa^2 + \frac{\beta_3}{6} \cdot \Omega_\kappa^3 \quad (13.6)$$

hinreichend beschrieben werden kann. Hierin mißt  $\Omega_\kappa := \omega_\kappa - \omega_0$  die Ablage von der Mittenkreisfrequenz  $\omega_0$ .

Für den Fall beliebiger Leistungspegel ist es zweckmäßig, in Gleichung (13.1) die langsam oszillierenden zeit- und ortsabhängigen Feldamplituden  $A_\kappa$  einzuführen. Das Gesamtfeld erhalten wir dann durch Überlagerung sämtlicher, mit den entsprechenden Amplituden gewichteter Eigenlösungen und ihrer konjugiert-komplexen Anteile zu

$$\hat{E}(x, y, z, t) := \frac{1}{2} \sum_{\kappa} [A_\kappa E_\kappa + A_\kappa^* E_\kappa^*]. \quad (13.7)$$



Bei Annahme begrenzter nichtlinearer Störungen läßt sich nun wie in Kapitel 7.3.2 die Näherung

$$\left| \frac{\partial^2 A_\kappa(z)}{\partial z^2} \right| \ll \left| \beta_2 \cdot \frac{\partial A_\kappa(z)}{\partial z} \right| \quad (13.8)$$

durchführen, was im Frequenzbereich zu dem durch nachfolgende Differentialgleichung formulierbaren gekoppelten Differentialgleichungssystem der Feldamplituden  $A_\kappa$  führt

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_\kappa(z)}{\partial z} = & -j \gamma \sum_{\mu} \sum_{\nu} A_{\kappa+\mu} A_{\kappa+\nu} A_{\kappa+\mu+\nu}^* \cdot \exp(-j\beta_2 \omega_\mu \omega_\nu z) \cdot \exp(-\alpha z') \\ & -j \left[ \frac{\beta_2}{2} \Omega_\kappa^2 - \frac{\beta_3}{6} \Omega_\kappa^3 \right] \cdot A_\kappa(z), \end{aligned} \quad (13.9)$$

mit  $\omega_\mu = 2\pi \cdot \mu \Delta f$  und  $\omega_\nu = 2\pi \cdot \nu \Delta f$ . Wie ersichtlich, entspricht Gleichung (13.9) lediglich einer diskretisierten und auf mehrere Kanäle erweiterten Form der Gleichungen (7.91) und (7.92). Anstelle der Dreifachsummation über drei unabhängige Kreisfrequenzvariablen erlaubt die Forderung nach Energieerhaltung zwischen den beteiligten vier Photonen jedoch die Reduktion auf zwei unabhängige Summationen (siehe Abbildung 13.1).

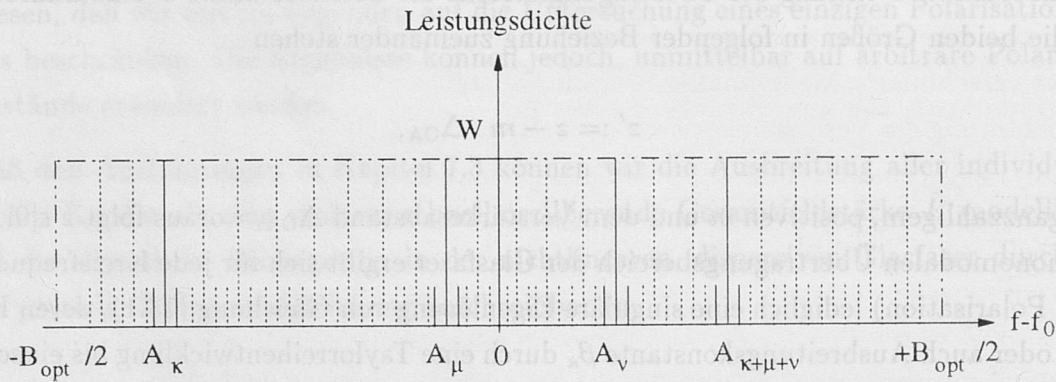


Abbildung 13.1: (Statistische) Modellierung der nichtlinearen Vier-Photonen-Mischung im Frequenzbereich

Ferner haben wir beim Übergang von (13.1) zu Gleichung (13.9) zur Beschreibung der parametrischen Suszeptibilität der Glasfaser den Nichtlinearitätskoeffizienten  $\gamma$  wie in Kapitel 8.1 definiert eingeführt.

Wir wollen uns nun der genauen Untersuchung von Gleichung (13.9) widmen. Zur Ableitung der ultimativen Kanalkapazität der Glasfaser gehen wir hierbei von einer maximalen Entropie der Quelle am Ort  $z=0$  aus, was äquivalent ist zur Annahme zufälliger Eingangswerte  $A_\kappa(0)$ , die für voneinander abweichende Kreisfrequenzen  $\omega_{\kappa_1} = 2\pi \cdot \kappa_1 \Delta f$  und  $\omega_{\kappa_2} = 2\pi \cdot \kappa_2 \Delta f$  unkorreliert seien. Für das Mittelwerte und Schwankungsquadrate eines derartigen Ensembles gilt dann

$$\langle A_{\kappa_1}(0) \rangle = 0 \quad (13.10)$$

$$\langle A_{\kappa_1}(0) A_{\kappa_2}^*(0) \rangle = W(\omega_{\kappa_1}) \cdot \Delta f \cdot \delta_{\kappa_1 \kappa_2} , \quad (13.11)$$

mit der spektralen Rauschleistungsdichte  $W(\omega_{\kappa_1})$  bei der Kreisfrequenz  $\omega_{\kappa} = 2\pi \cdot \kappa \Delta f$  und dem Kronecker-Symbol  $\delta_{\kappa_1 \kappa_2}$ , für das gilt

$$\delta_{\kappa_1 \kappa_2} = \begin{cases} 1 & \text{für } \kappa_1 = \kappa_2 \\ 0 & \text{für } \kappa_1 \neq \kappa_2 \end{cases} \quad (13.12)$$

Die gesamte mittlere optische Leistung am Fasereingang  $P_{\text{ave}}$  ist durch

$$P_{\text{ave}} = \sum_{\kappa} |A_{\kappa}(0)|^2 \quad (13.13)$$

gegeben und prinzipiell die einzige Information, welche bereits im vornherein empfängerseitig bekannt ist. Jegliche darüber hinausgehende Kenntnis des Eingangssignals, beispielsweise beschrieben durch eine etwaige Korrelation, entspräche einem redundanten Informationsgehalt und mithin einer verminderten Effizienz in der Nutzung der vollen Kanalkapazität. Ferner führte eine Korrelation der Spektralkomponenten auch zu einer höheren Systemstörung durch nichtlineare Effekte.

Aus der Vielfalt der Kombinationen unterschiedlicher Frequenzzeigeranordnungen wählen wir nun jene des Ensembles, denen ein identischer Zustand eines willkürlich selektierten Fourierzeigers  $A_{\xi}(0)$  gemein ist (siehe Abbildung 13.2).

Innerhalb des so gebildeten Sub-Ensembles können wir nun diesen Referenzzeiger als deterministisch interpretieren und das (relativ hierzu betrachtet) stochastische Verhalten der übrigen Komponenten  $A_{\mu \neq \xi}$  auch weiterhin durch die Gleichungen (13.10) und (13.11) beschreiben. Aus dieser statistischen Studie erhalten wir dann bei geeigneter Mittelung aller auftretenden Konstellationen der übrigen Zeiger die effektiv wirksame Beeinträchtigung des selektierten Referenzzeigers durch nichtlineare Einflüsse. Zunächst untersuchen wir die über das Schar gemittelte Ausbreitung des Referenzzeigers  $A_{\xi}$  unter dem Einfluß der nichtlinearen Vier-Photonen-Wechselwirkung. Die deterministische Drehung des Zeigers durch lineare chromatische Dispersion beeinflußt dieses Verhalten im Rahmen unserer statistischen Untersuchungen nicht. Physikalisch entspricht dies einer virtuellen Dispersionsfreiheit bezüglich der örtlich verteilt wirkenden Nichtlinearität, wie sie beispielsweise durch adäquate Konfiguration eines Systems mit Faseroptischem Dispersionsmanagement erreicht werden kann.<sup>1</sup> Mithin verbleibt in diesem Fall lediglich die nichtlineare Wirkung auf die Phase des Scharmittelwerts betrachteten Referenzkomponente  $A_{\xi}$ . Berücksichtigen

<sup>1</sup>siehe Ausführungen in Kapitel 12.3



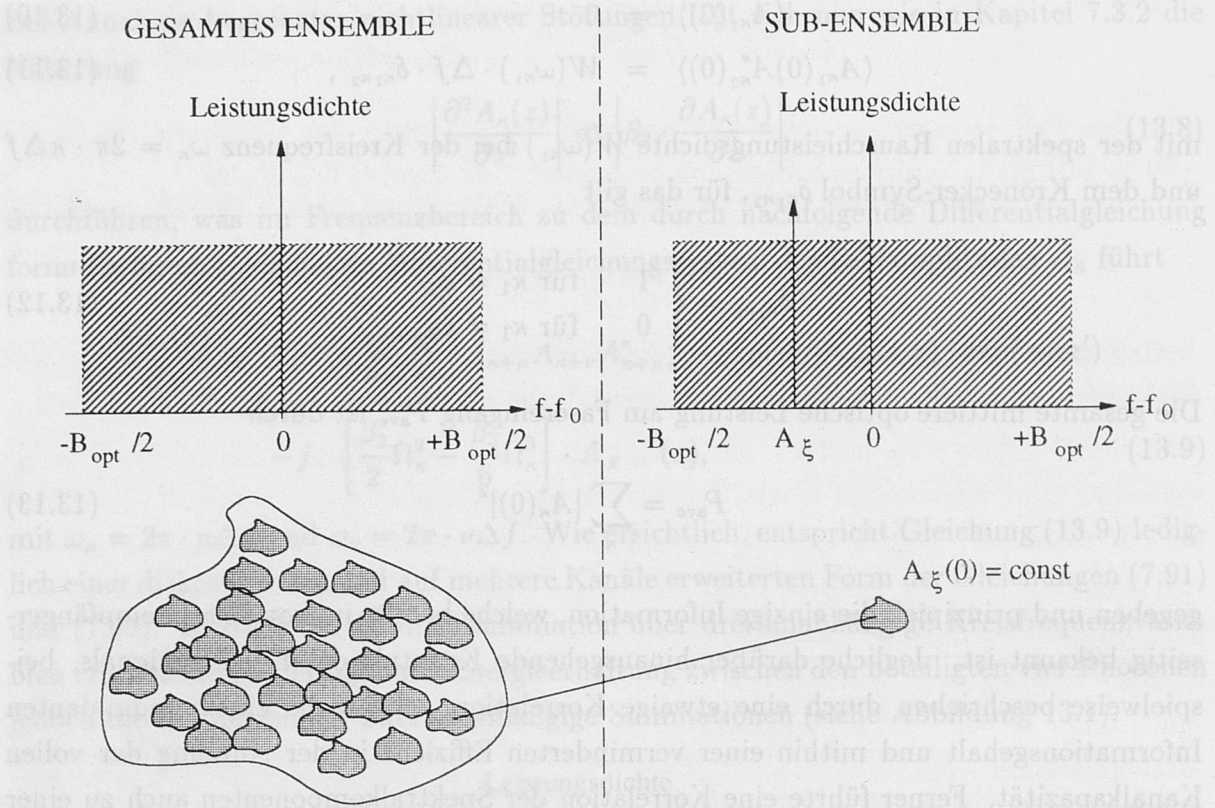


Abbildung 13.2: Veranschaulichung der Wahl eines Sub-Ensembles nach Maßgabe des Zustands von  $A_\kappa$

wir, daß in der Doppelsumme aus Gleichung (13.9) lediglich Terme mit  $\mu = 0$  oder  $\nu = 0$  zu dem Mittelwert beitragen, so erhalten wir für nicht zu große nichtlineare Störungen am Ort  $z = L$  der Glasfaser

$$\langle A_\xi(L) \rangle_\xi = A_\xi(0) \exp(-j\gamma 2P_{\text{ave}} L_{\text{eff,tot}}) \quad (13.14)$$

wobei  $\langle \rangle_\xi$  die Bildung des Scharmittelwerts des betrachteten Sub-Ensembles  $\kappa = \xi$  bezeichnet. Der Faktor 2 in obiger Gleichung resultiert unmittelbar aus der Vertauschbarkeit der Indizes  $\mu$  und  $\nu$  in Gleichung (13.9) zur Berechnung des Mittelwertes. Da bei konventionellen Übertragungssystemen örtlich invarianter Dispersion, wie auch bei Systemen mit Faseroptischem Dispersionsmanagement keine unmittelbare Beeinflussung der nichtlinear-veränderten Phase der Fourierzeiger erfolgt, ist die gesamte effektive Länge bei der Berechnung des effektiven nichtlinearen Phasenhubs in Gleichung (13.14) zu verwenden. Mit Gleichung (8.34) kann diese wie folgt als Funktion des Verstärkerabstands formuliert werden

$$L_{\text{eff,tot}} = \frac{1 - \exp(-\alpha \Delta_{\text{OA}})}{\alpha} \cdot \frac{L}{\Delta_{\text{OA}}} \quad (13.15)$$

Aus Gleichung (13.14) wird ersichtlich, daß die faseroptischen Nichtlinearitäten sich lediglich in einer nichtlinearen Rotation des Referenzzeigermittelwertes manifestieren, deren Betrag proportional ist zu der in der Glasfaser propagierenden Gesamtleistung  $P_{\text{ave}}$ .

An dieser Stelle erscheint es zweckmäßig, die äquivalenten physikalischen Implikationen der oben für den Fall der verschmierten Leistungsdichte statistischen Verhaltens durchgeführten Berechnungen anhand einer deterministischen Dreikanalübertragung diskreter Kanäle zu veranschaulichen. Als Referenzkanal wollen wir hierbei den mittleren (Kanal 2) auswählen. Die oben durchgeführte Summation ist dann sowohl für  $\mu$  als auch für  $\nu$  über diese drei Kanäle zu erstrecken. Hierbei überführen wir die aus der Betrachtung des Scharmittelwerts folgerbaren Aussagen auf die Beeinflussung des zeitlichen Mittelwerts des deterministischen Referenzsignals. Dies impliziert die Annahme eines ergodischen Prozesses, die hier zulässig erscheint. Zunächst ergibt sich für den Fall, in dem sowohl  $\mu = 0$  als auch  $\nu \neq 0$  ist und in dem komplementären Fall, bei welchem sowohl  $\mu \neq 0$  als auch  $\nu = 0$  ist, die Beeinflussung des Referenzkanals durch einen der beiden kopropagierende Nachbarkanäle. Im Rahmen der deterministischen Studien in Kapitel 7.2.2.3 hatten wir diese Wechselwirkung als Kreuzphasenmodulation (XPM) bezeichnet und ihnen die doppelte Effizienz (Wichtungsfaktor 2) zugeordnet. Auf das deterministische System angewandt, impliziert Gleichung (13.14) nun zwei gekoppelte Aussagen: Zum einen ist zwischen den beiden Kanälen eine nichtlineare Interaktion durch die XPM über beliebig große Kanalabstände  $\Delta f_{\text{ch}}$  möglich, was wir bereits bei der monochromatischen Analyse in Kapitel 7.2.2.3 gefunden hatten; andererseits führt diese Wechselwirkung im Idealfall jedoch lediglich zu einem konstanten Phasenversatz und mithin *nicht* einer Beeinträchtigung der Systemperformance des Referenzkanals. Dies verwundert zunächst umso mehr, als daß sich die Kreuzphasenmodulation formal sehr ähnlich formulieren läßt, wie die Selbstphasenmodulation,<sup>2</sup> so daß wir prinzipiell auch hier eine Generation nichtlinearen Chirps auf dem Referenzkanal durch die Einwirkung des kopropagierenden Kanals über den Kerr-Effekt erwarten, die sich durch die verschiebende Wirkung der Dispersion im Zeitbereich in Pulsverformungen bemerkbar macht und mithin die Systemperformance degradiert. Andererseits hatten wir jedoch bereits bei der Untersuchung des Einkanalverhaltens bei Systemen mit Faseroptischem Dispersionsmanagement gesehen, daß durch adäquate Konfiguration mit Hilfe des virtuellen Dispersionsmanagements die Systemdegradation durch SPM vermieden werden kann. In Analogie hierzu suggeriert das Ergebnis (13.14) die Möglichkeit der Unterdrückung des Einflusses der Kreuzphasenmodulation durch geschicktes Systemdesign. Weitere Hinweise erhalten wir aus der genauen Betrachtung von Gleichung (13.14). So ergibt sich die zeitliche Invarianz und mithin die ausschließliche Beeinflussung des Scharmittelwerts im statistischen System aus der Überlagerung

<sup>2</sup>vergleiche Gleichung (13.14) mit (9.16) und (9.17)



der Vielzahl unkorrelierter Amplituden  $A_k$  innerhalb des Sub-Ensembles  $A_\xi$ . Im deterministischen System dreier Kanäle führt hingegen die zeitliche Modulation der Amplitude der kopropagierenden Kanäle zu einer zeitlich-variierenden Beeinflussung des Referenzkanals durch XPM. Auch falls die Nachbarkanäle unkorreliert sind, was im allgemeinen der Fall sein dürfte, überträgt sich dennoch diese Amplitudenmodulation unmittelbar in eine störende Phasenmodulation. Im Sinne einer Minimierung der Degradation und einer entsprechenden Annäherung an die Performance des idealen Systems müßte demnach bezüglich des Referenzkanals durch geeignete Maßnahmen die deterministische Modulation des Nachbarträgers in eine virtuell zeitlich-konstante quasi-cw-Modulation überführt werden.

Technisch kann dies erreicht werden, falls durch eine entsprechend hohe lokale Dispersion  $D_\lambda$  oder aber einen hohen Kanalabstand  $\Delta f_{\text{ch}}$  die relative Driftgeschwindigkeit der Datenbits beider Kanäle derartig beschleunigt wird, daß innerhalb der nichtlinear relevanten Länge effektiv lediglich die *mittlere* optische Signalleistung der Nachbarkanäle die Kreuzphasenmodulation determiniert. Eine Anhebung der lokal-wirksamen Dispersion würde jedoch zu einer stärkeren linearen Pulsverformung des Referenzkanals führen, so daß die Selbstphasenmodulation stärker das System beeinträchtigen würde. Wird das System jedoch weit unterhalb der linearen Dispersionsgrenze betrieben, so daß die Selbstphasenmodulation an sich zu vernachlässigbarem Penalty führt und eine Begrenzung der Systemperformance durch Kreuzphasenmodulation gegeben ist, so könnte die zusätzliche Degradation der Einkanalpropagation des Referenzkanals durch Erhöhung der Dispersion durchaus die Unterdrückung der XPM und mithin eine Verbesserung der Systemperformance zur Folge haben. Dieser Fall ist jedoch höchst unwahrscheinlich, da bei moderater Datenrate die Bitdauer sehr groß ist und folglich innerhalb des interessanten Längenbereichs nur durch sehr weit entfernte Kanäle (einige 10 nm-Frequenzabstand und mehr) zu einer signifikanten zeitabhängigen Modulation auf dem Referenzkanal führen würden, wobei die Frage der tatsächlichen Effizienz dieser Residualinteraktion noch zu beantworten bleibt. Für das praktische Systemdesign scheidet folglich, im besonderen bei Datenraten pro Kanal im Bereich von einigen Gbit/s, der Freiheitsgrad Dispersion aus; selbst bei Nutzung Faseroptischen Dispersionsmanagements müßte ansonsten die Elementlänge  $L_{\text{el}}$  zur Wahrung der virtuellen Dispersionsfreiheit bezüglich der Selbstphasenmodulation verkürzt werden, was leicht zu exzessiver Spektralaufweitung führt. Mithin verbleibt als einzig anwendbares Mittel zur Unterdrückung der degradierenden XPM eine Erhöhung des Kanalabstands  $\Delta f_{\text{ch}}$ .

Zur Überprüfung der bisherigen Diskussion und gegebenenfalls einer ersten Abschätzung des erforderlichen Kanalabstands  $\Delta f_{\text{ch}}$  wurde mit Hilfe des Split-Step-Verfahrens die Ausbreitung zweier optischer Kanäle der Datenrate  $B = 2.5$  Gbit/s in einer dämpfungsfreien,

nichtlinearen Glasfaser der Dispersion  $\beta_2 = 20 \text{ ps}^2/\text{km}$  und Gesamtlänge  $L = 190 \text{ km}$  simuliert. Die Spitzenleistung wurde hierbei derartig gewählt, daß sich bei Einkanalpropagation des Referenzkanals ein Penalty durch Selbstphasenmodulation von 1 dB ergab. Abbildung 13.3 zeigt das resultierende Penalty der Dreikanalübertragung als Funktion des äquidistanten Kanalabstands  $\Delta f_{\text{ch}}$ . Zusätzlich ist das aus dem linearen Übersprechen resultierende Penalty mit eingetragen. Letzteres wäre durch Verwendung von Filtern höherer Flankensteilheit weiter reduzierbar. Wie ersichtlich, ergibt sich bei einer hohen spektralen Packungsdichte eine deutliche Erhöhung des nichtlinearen Penaltys. Verständlich wird diese, wenn wir bedenken, daß bei dichtem Kanalabstand die relative Driftgeschwindigkeit der Kanäle zueinander gering ist. Wäre sie exakt Null, so hätten wir den Fall einer quasi-dispersionsfreien Glasfaser, so daß es lediglich zur spektralen Aufweitung käme, die bei hinreichender Bandbreite irrelevant wäre. Im allgemeinen wird jedoch die Restdispersion zu einer relativen Drift des durch Kreuzphasenmodulation aufgebauten Indexgitters führen, die sich im Zeitbereich durch Pulsverformung analog zur Selbstphasenmodulation manifestiert. Zu einer worst-case-Abschätzung gelangen wir durch Annahme einer effektiv erhöhten optischen Leistung des propagierenden Referenzkanals, gemäß

$$P_{\text{ave,ref}} \longrightarrow P_{\text{ave,ref}} + 2 \sum_{i=1, i \neq \text{ref}}^{N_{\text{ch}}} P_{\text{ave},i}, \quad (13.16)$$

wobei  $P_{\text{ave},i}$  die mittlere optische Leistung des  $i$ -ten der anderen  $N_{\text{ch}} - 1$ -Kanäle bezeichnet. Diese Gleichung kann nun in (9.86) zur Abschätzung der Bitrate-Länge-Produkte substituiert werden oder aber beispielsweise auch in den Systemparameter der Soliton-Supported Transmission  $\Lambda_{\text{SST}}$ ,<sup>3</sup> um die Performance optischer Mehrkanal-SST-Systeme abzuschätzen.

Eine Erhöhung des Kanalabstands  $\Delta f_{\text{ch}}$  führt jedoch im modulierten System zu einer deutlichen Herabsetzung der nichtlinearen XPM-Interaktion der Kanäle. Im besonderen wird bei Überschreiten eines Kanalabstands von etwa  $\Delta f_{\text{ch,crit}} \approx 100 \text{ GHz}$ - $125 \text{ GHz}$  (entsprechend 1 Nanometer) die Performance des Einkanalsystems erreicht. Mithin würde auch das Hinzufügen weiterer Kanäle zu keiner merklichen Degradation der Systemperformance des Referenzkanals durch XPM führen, da diese dann zumindest bereits 2 nm entfernt sind.

Da die Dämpfung in obigem Fall zu  $\alpha = 0$  gewählt wurde, ergibt sich die effektive nichtlineare Wechselwirkungslänge zur gesamt durchlaufenen Faserlänge  $L = 190 \text{ km}$ . Mithin können wir die Anzahl der Durchläufe innerhalb dieser aktiven Länge wie folgt näherungsweise mit Gleichung (5.24) bestimmen

<sup>3</sup>siehe Kapitel 12.2.1



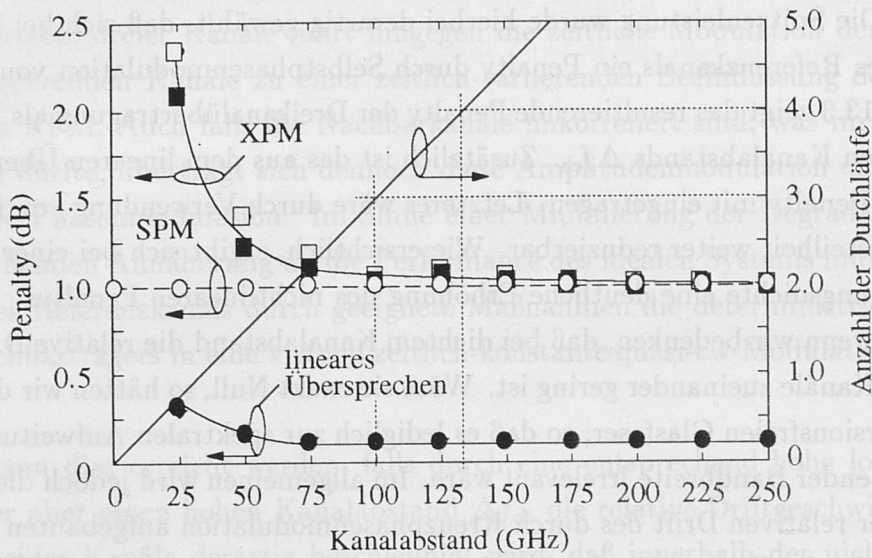


Abbildung 13.3: Einfluß der Kanalabstands auf die nichtlineare Kreuzphasenmodulation (Parameter: 2 Signalkanäle mit je 2.5 Gbit/s,  $L=190$  km,  $\alpha=0$ ,  $D_\lambda=-16$  ps/(km·nm))

$$\text{Anzahl der Durchläufe} \approx \frac{2\pi\beta_2L\Delta f_{\text{ch}}}{2T_b} \tag{13.17}$$

$$\approx \pi\beta_2L\Delta f_{\text{ch}}B, \tag{13.18}$$

wobei wir den reziproken Zusammenhang von Bitrate  $B$  und Bitdauer  $T_b$  ausgenutzt haben. Wie aus Abbildung 13.3 ersichtlich, muß für eine effiziente Unterdrückung der nichtlinearen Kreuzphasenmodulation nachstehende Forderung erfüllt sein

$$\text{Anzahl der Durchläufe} \stackrel{!}{>} 3 \dots 4. \tag{13.19}$$

Bei Einhalten dieser Bedingung ist das Penalty auch im Mehrkanalsystem im wesentlichen durch die Selbstphasenmodulation (SPM) determiniert. Wichtig hierbei ist jedoch, daß zur effizienten Annihlierung der während eines halben Durchlaufs der Bits gegenseitig durch XPM induzierten Phasenmodulation durch die exakt komplementäre Modulation auf der zweiten Hälfte das Bewahren der Pulsform unabdingbar ist. Mit anderen Worten muß der Durchlauf der Bits relativ zur linearen Dispersionsgrenze auf einer kürzeren Streckenlänge erfolgen, um die Verformung der Datenbits während der Interaktion zu vermeiden, da letztere sich in einer reduzierten Effizienz der XPM-Unterdrückung bemerkbar machen würde. Mithin ist zu erwarten, daß sich der in Abbildung 13.3 gezeigte Verlauf hinsichtlich einer Änderung der linearen Dispersion im wesentlichen invariant verhält. So würde zwar eine lineare Erhöhung der Dispersion die für einen Durchlauf benötigte

Strecke nach Gleichung (5.24) linear verkürzen, gleichsam jedoch auch die lineare Dispersionsgrenze gemäß Gleichung (5.176) linear verringern, so daß sich in erster Näherung ein identischer Grad der XPM-Unterdrückung ergäbe. Anders scheint es sich jedoch bei Variation der Datenrate zu verhalten. Hier führt eine Zunahme von  $B$  zu einer quadratischen Reduktion der Dispersionsgrenze, wohingegen die Länge des Durchlaufs nur linear verkürzt würde. Bei unverändertem Kanalabstand  $\Delta f_{\text{ch}}$  ergäbe sich daraus ein höheres Penalty bei Zunahme der Bitrate. Im allgemeinen wird jedoch der Kanalabstand  $\Delta f_{\text{ch}}$  zur Datenrate pro Kanal linear proportional gewählt. In diesem Fall verhält sich dann das zusätzliche XPM-Penalty ebenfalls invariant bezüglich der Datenrate  $B$ . Mithin verbleibt, wie oben bereits geschlossen, als einzige Einflußgröße eine zusätzliche Vergrößerung des Kanalabstands  $\Delta f_{\text{ch}}$  zur Unterdrückung der Wechselwirkung zwischen den Kanälen.

Um Mißverständnissen vorzubeugen, sei jedoch ausdrücklich darauf hingewiesen, daß sich zwar bei Änderung der Datenrate das durch XPM zusätzlich hervorgerufene Penalty näherungsweise nicht ändert, der Penalty-Floor jedoch durch die Selbstphasenmodulation bestimmt ist, welche eine deutliche Abhängigkeit von der Datenrate aufweist.<sup>4</sup>

Mithin ist bei optischen Mehrkanalsystemen mit einer Datenrate von 155 Mbit/s pro Kanal das Penalty bei identischer Kanalanzahl entscheidend geringer als bei einer höheren Datenrate pro Kanal. Effektiv ergibt sich jedoch dann ein Unterschied in der Gesamtkapazität  $B_{\text{tot}}$  beider Systeme, dessen Ausgleich des Einsatzes zusätzlicher 155 Mbit/s-Kanäle bedarf. Wäre der Kanalabstand  $\Delta f_{\text{ch}}$  hierbei im Bereich von 1 Nanometer, so führte dies nach Abbildung 13.3 zu keiner wesentlichen zusätzlichen Systemdegradation, so daß das WDM-System geringerer Datenrate pro Kanal aus technischer Sicht vorzuziehen wäre. Im allgemeinen wird bei derartig geringen Datenraten pro Kanal jedoch ein Kanalabstand von  $\Delta f_{\text{ch}} \approx 0.0124$  nm, entsprechend dem 6...10-fachen der Datenrate, gewählt, um lineares Nebensprechen zu vermeiden. Mithin resultiert die Erhöhung der Kanalanzahl in einer entsprechenden steigenden Systemdegradation. Aufgrund der extrem hohen linearen Dispersionsgrenze von 155 Mbit/s-Signalen wird sich jedoch der Einfluß der Kreuzphasenmodulation und der Vier-Photonen-Mischung nicht in einer unmittelbaren zeitlichen Signaldegradation bemerkbar machen. Vielmehr verhindert die exzessive spektrale Aufweitung der Signalkanäle empfängerseitig die wirksame Trennung der Kanäle, so daß es zu signifikantem Kanalnebensprechen kommt. Daraus können wir schließen, daß die höhere Selektivität der kohärenten optischen Empfänger auch im Bereich geringer Datenrate pro Kanal mit hoher spektraler Packungsdichte bei Auftreten faseroptischer Nichtlinearitäten keinen nutzbaren konzeptionellen Vorteil gegenüber den optisch gefilterten Direktdetektionssystemen darstellt. Mithin ergibt sich unmittelbar ein hinsichtlich der Übertragungslänge restringierter potentieller Einsatzbereich des Überlagerungsemp-

---

<sup>4</sup>siehe Kapitel 9.3



fangs. Einzig sinnvoll erscheint hiernach die Verwendung in lokalen Verteilsystemen.

Aus obiger Diskussion wird offensichtlich, daß ebenfalls WDM-Systeme mit Datenraten von 622 Mbit/s pro Kanal deutlich Systemen mit 2.5 Gbit/s pro Kanal unterlegen sind, da das Erreichen einer identischen Gesamtkapazität bei einem Kanalabstand von  $\Delta f_{\text{ch},622\text{Mbit/s}} \approx 10 \cdot 622 \text{ MHz} \approx 0.05 \text{ nm}$  ebenfalls zu einer Zunahme der nichtlinearen Störung durch XPM führte. In Erweiterung dessen erhalten wir die *optimale Datenrate optischer Mehrkanalsysteme* zu  $B = 10 \text{ Gbit/s}$  pro Kanal, da sich hier bereits bei Einhalten der Forderung zur Vermeidung linearen Nebensprechens durch Überfilterung ein Kanalabstand von  $\Delta f_{\text{ch}} \approx 0.8 \text{ nm}$  ergibt, so daß das Hinzufügen weiterer Kanäle, um beispielsweise die Performance eines 40 Gbit/s-Systems zu erreichen, *nicht* in zu einem Anstieg des nichtlinearen Übersprechens resultiert. Eine weitere Erhöhung der Datenrate pro Kanal erscheint unter Berücksichtigung der oben genannten technischen Schwierigkeiten nicht sinnvoll, obgleich die Bandbreitenökonomie hierdurch verbessert würde. Einzig bei Verwendung der Optischen Phasenkonjugation könnte diese Erhöhung diskutiert werden.

Zusammenfassend wollen wir festhalten, daß bei Implementation eines Kanalabstands von  $\Delta f_{\text{ch}} > \Delta f_{\text{ch,crit}} \approx 100 \text{ GHz}$ - $125 \text{ GHz}$  eine nahezu unabhängige Ausbreitung der Kanäle erfolgt. Der Vollständigkeit halber sei desweiteren bemerkt, daß jüngere Untersuchungen der Mehrkanalperformance von Dispersion-Supported Transmission- und Dispersion-Mediated Nonlinearity-Enhanced Transmission-Systemen nahezu identische Werte für den zur virtuell unabhängigen Ausbreitung der Kanäle notwendigen Kanalabstand  $\Delta f_{\text{crit}}$  ergeben haben [87].

Betrachten wir nun abschließend den Spezialfall in Gleichung (13.9), in dem  $\mu = 0$  und sowohl  $\nu = 0$  ist. Es handelt sich dann hierbei um die Selbstbeeinflussung des Referenzträgers, die wir im Rahmen der deterministischen Studien als Selbstphasenmodulation (SPM) bezeichnet hatten. Wie aus Gleichung (13.14) deutlich wird, haben wir diesen Spezialfall nicht gesondert betrachtet und stattdessen auch diesem die doppelte Wichtung der XPM zugewiesen. Obgleich dies formal puristisch betrachtet nicht zulässig ist, ist doch der Fehler im Rahmen der statistischen Analyse aufgrund der unendlichen Vielzahl XPM-interagierender Seitenträger verschwindend. Darüber hinaus ergibt sich aus der statistischen Untersuchung des Idealfalls ohnehin keine Systemstörung aus der SPM. Wie bereits gezeigt, kann auch im praktischen, deterministischen System die Degradation erheblich unterdrückt werden, wobei wir die technisch optimale Unterdrückung unter Berücksichtigung der Forderung eines begrenzten wirtschaftlichen Aufwands jedoch nicht erreichen.

Kehren wir nun zurück zur eigentlichen Ableitung der ultimativen Kanalkapazität der nichtlinearen, rauschbehafteten Glasfaser. Im folgenden wollen wir die durch nichtlineares Rauschen induzierten Abweichungen von der mittleren Ausbreitung des selektierten Referenzzeigers  $A_\kappa$  bestimmen und eine entsprechende ortsabhängige spektrale *nichtlineare Rauschleistungsdichte*  $X_{\text{nl}}(\omega)$  wie folgt dem Ort  $z = L$  der Übertragungsstrecke zuordnen

$$X_{\text{nl}}(\omega)\Delta f := \langle |A_\kappa(L)|^2 \rangle_\kappa - |\langle A_\kappa(L) \rangle_\kappa|^2, \quad (13.20)$$

wobei sich aus Gleichung (13.9) durch Ortsintegration die Bestimmungsgleichung

$$X_{\text{nl}}(\omega)\Delta f = \left\langle \left| \int_{z=0}^L -j\gamma \sum_{\mu} \sum_{\nu} A_{\kappa+\mu}(z) A_{\kappa+\nu}(z) A_{\kappa+\mu+\nu}^*(z) \exp(j\beta_2 \omega_\mu \omega_\nu z - \alpha z') dz \right|^2 \right\rangle_{\kappa} \quad (13.21)$$

ergibt. Mischterme, für die  $\mu \neq \nu$  ist, brauchen zur Berechnung der Quadratsumme nicht berücksichtigt werden, da diese nach Gleichung (13.11) unkorreliert sind und folglich bei Bildung des Scharmittelwerts den Wert Null annehmen. Darüber hinaus können wir der Kommutativität der Faktoren  $A_{\kappa+\mu}$  und  $A_{\mu+\nu}$  durch Einführung eines Wichtungsfaktors  $d$  Rechnung tragen. Letzterer strebt bei einer Vielzahl von Null-verschiedener Anteile obiger Summe dem Wert  $d \rightarrow 2$  zu. Mit Gleichung (13.11) erhalten wir folglich aus (13.21)

$$X_{\text{nl}}(\kappa\Delta\omega) = d\gamma^2 \sum_{\mu} \sum_{\nu} W(\omega_{\kappa+\mu}) W(\omega_{\kappa+\nu}) W(\omega_{\kappa+\mu+\nu}) \left| \int_{z=0}^L \exp(j\beta_2 \omega_\mu \omega_\nu z - \alpha z') dz \right|^2 (\Delta f)^2 \quad (13.22)$$

An dieser Stelle können wir den Grenzübergang  $T \rightarrow \infty$  durchführen, wodurch die quasi-diskreten infinitesimalen Einzelkanäle der bislang als periodisch vorausgesetzten Zeitsignale zu kontinuierlichen Spektren zeitlich beliebig aperiodischer Signale entarten. Für die spektrale nichtlineare Rauschleistungsdichte ergibt sich daraus bei identischen Leistungsdichten  $W$  die Bestimmungsgleichung

$$X_{\text{nl}}(\omega) = 2\gamma^2 W^3 \iint \left( \frac{\Delta_{\text{OA}}}{L} \right)^2 \cdot \left[ \frac{\sin^2(\beta_2 \omega_\mu \omega_\nu L/2)}{\sin^2(\beta_2 \omega_\mu \omega_\nu \Delta_{\text{OA}}/2)} \right] L_{\text{eff,tot}}^2 \cdot \eta_{4\text{PM}} df_\mu df_\nu, \quad (13.23)$$

mit der gesamten effektiven Länge des Systems  $L_{\text{eff,tot}}$  nach Gleichung (13.15) und der Effizienz der nichtlinearen Vier-Photonen-Mischung  $\eta_{4\text{PM}}$ , die sich zu

$$\eta_{4\text{PM}} := 1 + \frac{4 \cdot \exp(-\alpha \Delta_{\text{OA}}) \cdot \sin^2(\beta_2 \omega_\mu \omega_\nu \Delta_{\text{OA}}/2)}{[1 - \exp(-\alpha \Delta_{\text{OA}})]^2}. \quad (13.24)$$



ergibt. Bevor wir in der mathematischen Abhandlung weiter fortschreiten, wollen wir die Beiträge der einzelnen Anteile in obiger Gleichung weiter durch Grafiken veranschaulichen. Zweckmäßigerweise beschränken wir uns zunächst auf ein verstärkerfreies System, in welchem gilt  $L = \Delta_{OA}$ , so daß wir folgenden Ausdruck erhalten

$$X_{nl}(\omega)|_{L=\Delta_{OA}} = 2\gamma^2 W^3 L_{eff}^2 \iint \eta_{4PM} df_\mu df_\nu. \quad (13.25)$$

Mithin bestimmt einzig  $\eta_{4PM}$  die Effizienz der Wechselwirkung der interagierenden vier Photonen. Für eine exemplarische Länge von  $L = \Delta_{OA} = 25$  km und eine Dämpfungskonstante von  $\alpha = 0.2$  dB/km zeigt Abbildung 13.4 den resultierenden Verlauf von  $\eta_{4PM}$  in der  $f_\mu = \omega_{mu} - f_\nu = \omega_{nu}$ -Ebene für drei unterschiedliche Größenordnungen der lokal wirkenden Dispersion  $D_\lambda$ . Wie aus Abbildung 13.4a ersichtlich, ergibt sich bei Übertragung nahe dem Dispersionsminimum oder entsprechend bei Einsatz einer dispersionsverschobenen Glasfaser in einem sehr weiten Bereich nahezu eine Effizienz von  $\eta_{4PM} = 1$ . Mithin kommt es zu einer erheblichen Erzeugung neuer Spektralanteile durch Vier-Photonen-Mischung (4PM), die im optischen Übertragungssystem die Systemperformance entscheidend degradiert, falls nicht die verfügbare Übertragungsbandbreite  $B_{opt}$  unendlich hoch ist. Wird jedoch eine Glasfaser höherer chromatischer Dispersion genutzt, so zeigt sich aus Abbildung 13.4b, daß die Wechselwirkungsbandbreite der 4PM deutlich abnimmt. Dies wird verständlich, wenn man bedenkt, daß die lokal wirksame chromatische Dispersion nun die Impulserhaltung der vier kopropagierenden Photonen stört, so daß das über den nichtlinearen Kerr-Effekt generierte Brechzahlgitter sich nicht synchron zu den Photonen ausbreitet. Die relative Drift führt somit zu einer Verminderung der Modulationstiefe. Bei Einsatz der hoch-dispersiven Standardfaser führt die starke relative Driftgeschwindigkeit schließlich zu einer derartig hohen Störung der Impulsrelation, daß eine effiziente nichtlineare Vier-Photonen-Mischung nun eine tendenzielle Entartung der beteiligten Photonen bedingt. Mithin konzentriert sich der Bereich hohen  $\eta_{4PM}$ -Wertes im wesentlichen auf den unmittelbaren Umgebungsbereich der  $f_{mu}$ - und  $f_{nu}$ -Achsen (siehe Abbildung 13.4c). Der Vollständigkeit halber sei nochmals darauf hingewiesen, daß sich im Zentrum, bei  $f_\mu = f_{nu} = 0$ , die Effizienz der Selbstphasenmodulation ergibt und die verbleibenden quasi-diskreten Achsen der Kreuzphasenmodulation entsprechen.

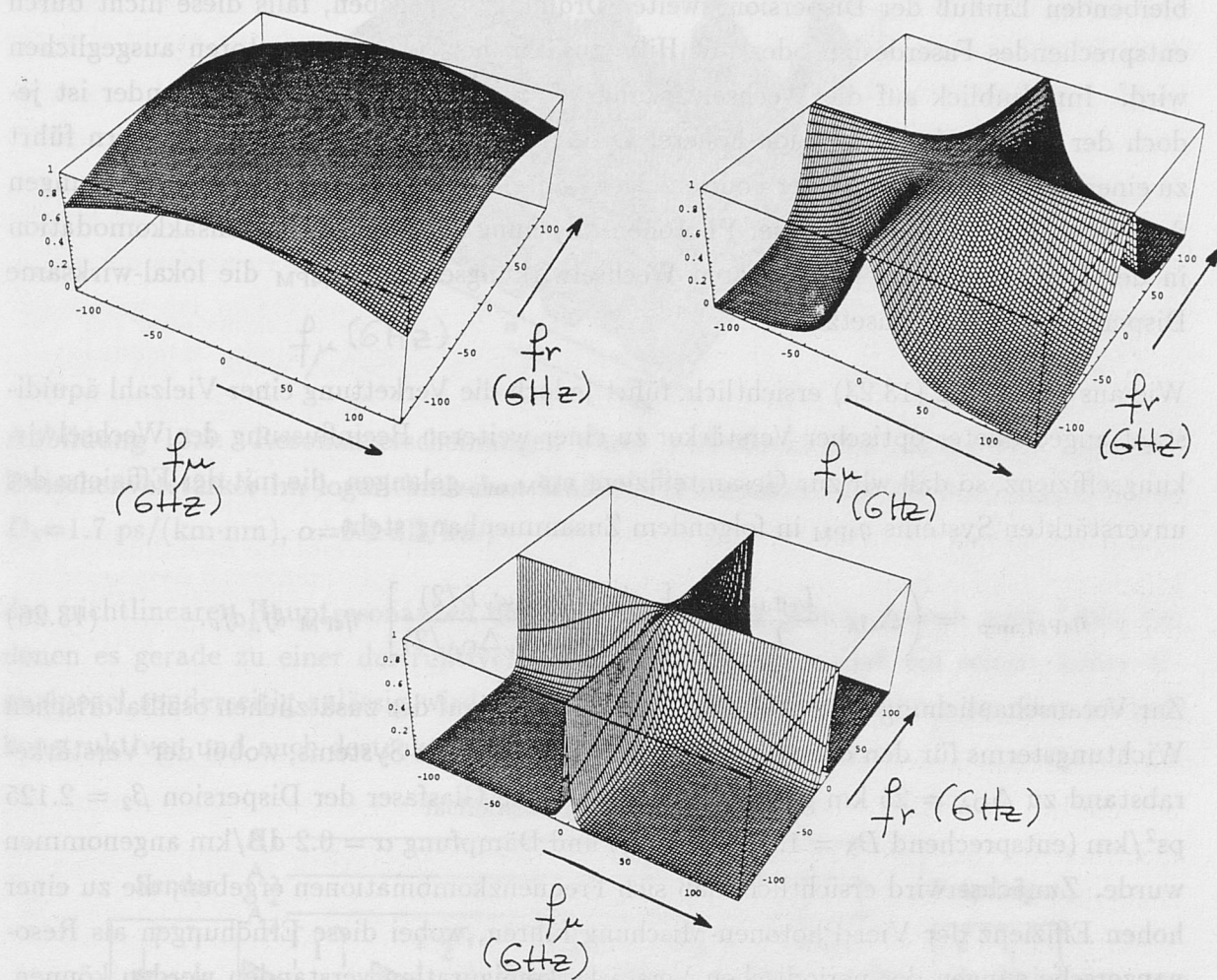


Abbildung 13.4: Einfluß der lokal wirksamen Dispersion auf die nichtlineare Wechselwirkungseffizienz der Vier-Photonen-Mischung  $\eta_{4PM}$ : a) bei nahezu Null-Dispersion ( $D_\lambda=0.17$  ps/(km·nm)), b) bei mittlerer Dispersion ( $D_\lambda=1.7$  ps/(km·nm)) und c) bei hoher Dispersion ( $D_\lambda=17$  ps/(km·nm)) (Parameter:  $\Delta_{OA} = L=25$  km,  $\alpha=0.2$  dB/km)

Mithin können wir bereits aus dieser Betrachtung schließen, daß zur Minimierung der Systemdegradation durch die nichtlineare Vier-Photonen-Mischung der Einsatz von Glasfasern hoher lokaler Dispersion deutlich der Verwendung dispersionsverschobener Glasfasern vorzuziehen ist. Unter Berücksichtigung der Erkenntnisse der vorangegangenen Abschnitte wird damit die Nutzung von Verfahren zur Akkomodation der linearen chromatischen Dispersion unumgänglich. Zur Vermeidung von Mißverständnissen sei besonders betont, daß bei Einsatz eines Faseroptischen Dispersionsmanagements für jeden einzelnen Kanal des Mehrkanalkamms bezüglich der Wechselwirkung von Selbstphasenmo-



dulation und chromatischer Dispersion eine virtuelle Dispersionsfreiheit implementiert werden kann. Die Grenze der so erreichbaren Unterdrückung der SPM ist durch den verbleibenden Einfluß der Dispersion zweiter Ordnung  $\beta_3$  gegeben, falls diese nicht durch entsprechendes Faserdesign oder mit Hilfe zusätzlicher  $\beta_3$ -Kompensatoren ausgeglichen wird. Im Hinblick auf die Wechselwirkung verschiedener Kanäle untereinander ist jedoch der Einfluß der Dispersion höherer Ordnung nicht vernachlässigbar, sondern führt zu einer deutlichen Störung der Fourierzeiger während der nichtlinearen Phasendrehungen derselben. Mithin ist für die Vier-Photonen-Mischung auch bei Dispersionsakkommodation in der Berechnung der nichtlinearen Wechselwirkungseffizienz  $\eta_{4\text{PM}}$  die lokal-wirksame Dispersion  $D_\lambda(z)$  einzusetzen.

Wie aus Gleichung (13.23) ersichtlich, führt jedoch die Verkettung einer Vielzahl äquidistant angeordneter optischer Verstärker zu einer weiteren Beeinflussung der Wechselwirkungseffizienz, so daß wir zur Gesamteffizienz  $\eta_{4\text{PM,amp}}$  gelangen, die mit der Effizienz des unverstärkten Systems  $\eta_{4\text{PM}}$  in folgendem Zusammenhang steht

$$\eta_{4\text{PM,amp}} := \left( \Delta_{\text{OA}} \cdot \frac{L_{\text{eff,tot}}}{L} \right)^2 \cdot \left[ \frac{\sin^2(\beta_2 \omega_\mu \omega_\nu L/2)}{\sin^2(\beta_2 \omega_\mu \omega_\nu \Delta_{\text{OA}}/2)} \right] \cdot \eta_{4\text{PM}} df_\mu df_\nu. \quad (13.26)$$

Zur Veranschaulichung zeigt Abbildung 13.5 den Verlauf des zusätzlichen oszillatorischen Wichtungsterms für den exemplarischen Fall eines 250 km-Systems, wobei der Verstärkerabstand zu  $\Delta_{\text{OA}} = 25$  km gewählt wurde und eine Glasfaser der Dispersion  $\beta_2 = 2.125$  ps<sup>2</sup>/km (entsprechend  $D_\lambda = 1.7$  ps/(k·nm)) und Dämpfung  $\alpha = 0.2$  dB/km angenommen wurde. Zunächst wird ersichtlich, daß sich Frequenzkombinationen ergeben, die zu einer hohen Effizienz der Vier-Photonen-Mischung führen, wobei diese Erhöhungen als Resonanzerscheinungen der periodischen Verstärkerkonfiguration verstanden werden können. Im Zwischenbereich zeigen sich vielfältige Oszillationen geringerer Amplitude, wobei die Anzahl von Schwingungen zwischen zwei aufeinanderfolgenden Hauptresonanzen der Anzahl der durch zwei aufeinanderfolgende Verstärker begrenzten Fasersegmente gleicht.

Verständlich wird dieses Verhalten anhand von Abbildung 13.6. Hiernach führt die nichtlineare Wechselwirkung der Teilfelder  $A_1$ ,  $A_2$  und  $A_3$  auf jedem Verbindungsstück  $i$  zweier optischer Verstärker zur Generation einer entsprechenden nichtlinearen Feldamplitude  $A_{4,i}$ . Vereinfachend nehmen wir an, daß letztere durch die nachfolgende Elemente propagiert, ohne an einem weiteren nichtlinearen Mischprozeß zu partizipieren. Diese Näherung ist bei geringen nichtlinearen Störungen pro Verstärkerelement durchaus zulässig. Die gesamte erzeugte Feldamplitude  $A_4(z = L)$  am Faserende erhalten wir dann aus der Überlagerung der individuellen Teilfelder  $A_{4,i}$ . Hieraus wird offensichtlich, daß es Konfigurationen gibt, für welche sich eine konstruktive Interferenz aller nichtlinearer Teilwellen ergibt, was sich in einer erheblichen Systemdegradation bemerkbar macht. Dies entspricht

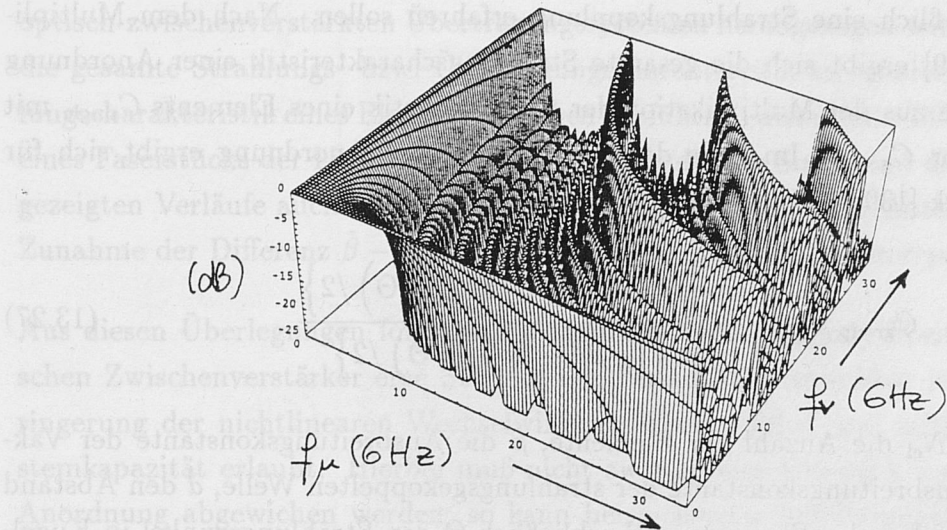


Abbildung 13.5: Resonanzerscheinungen durch periodische Anordnung der optischen Zwischenverstärker im logarithmischen Maßstab (Parameter:  $L=250$  km,  $\Delta_{OA}=25$  km,  $D_\lambda=1.7$  ps/(km·nm),  $\alpha=0.2$  dB/km)

den nichtlinearen Hauptresonanzen des Systems. Analog gibt es jedoch auch Fälle, bei denen es gerade zu einer destruktiven Interferenz kommt, so daß ein relativ hoher Signalpegel senderseitig zulässig wird. Alle übrigen Anordnungen führen zu einer partiell konstruktiven und auch destruktiven Interferenz der Einzelfelder.

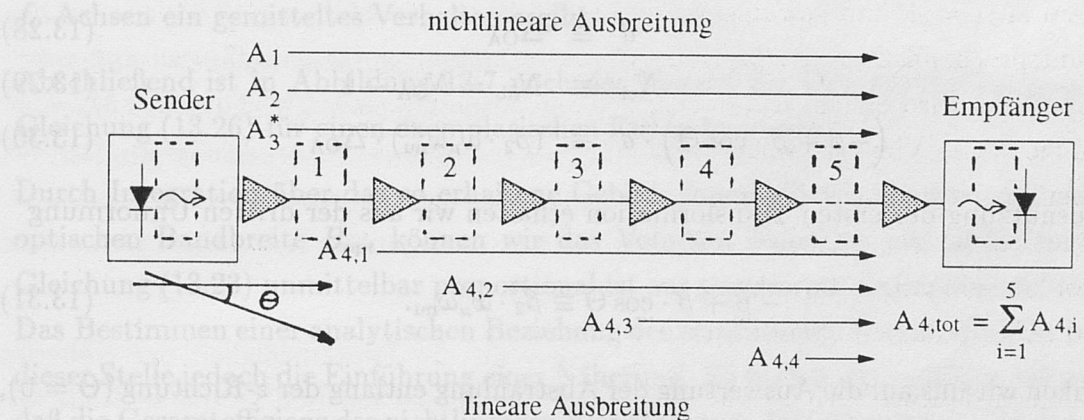


Abbildung 13.6: Anschauliche Begründung der Resonanzerscheinungen in optisch-zwischenverstärkten Systemen mit äquidistanter Verstärkerpositionierung

Um dieses Verhalten auch aus anderer Perspektive verständlich zu machen, unternehmen wir an dieser Stelle einen kurzen Exkurs in die Antennentheorie. Hierzu modellieren wir den Sender und Empfänger sowie jedes Faserstück zwischen zwei Verstärkern als ein Antennenelement (siehe Abbildung 13.6). Alle Elemente haben dieselbe Höhe; jedoch lediglich das senderseitige Element werde unmittelbar gespeist, wohingegen die übrigen



Elemente ausschließlich eine Strahlungskopplung erfahren sollen. Nach dem Multiplikativen Gesetz [139] ergibt sich die gesamte Strahlungscharakteristik einer Anordnung mehrerer Antennen aus der Multiplikation der Charakteristik eines Elements  $C_{\text{single}}$  mit dem Gruppenfaktor  $C_{\text{group}}$ . Im Falle der hier betrachteten Anordnung ergibt sich für  $C_{\text{group}}$  der Ausdruck [139]

$$C_{\text{group}} = \frac{1}{N_{\text{el}}} \frac{\sin \left\{ N_{\text{el}} \cdot \left( -\tilde{\beta}d + \beta d \cdot \cos \Theta \right) / 2 \right\}}{\sin \left\{ \left( -\tilde{\beta}d + \beta d \cdot \cos \Theta \right) / 2 \right\}}. \quad (13.27)$$

Hierin bezeichnet  $N_{\text{el}}$  die Anzahl der Elemente,  $\beta$  die Ausbreitungskonstante der Vakuumwelle,  $\tilde{\beta}$  die Ausbreitungskonstante der strahlungsgekoppelten Welle,  $d$  den Abstand zweier aufeinanderfolgender Elemente und schließlich  $\Theta$  den Strahlungswinkel in Kugelkoordinaten, wobei  $\Theta = 0$  der  $z$ -Achse in kartesischen Koordinaten entspreche. Die Division durch die Elementanzahl  $N_{\text{el}}$  dient hierbei lediglich zur Normierung des Gruppenfaktors auf  $\text{MAX} \{C_{\text{group}}\} = 1$ . Dieser Gruppenfaktor beschreibt die Beeinflussung des Feldes, so daß sich die resultierende Beeinflussung der räumlichen Leistungsverteilung aus der Quadrierung von Gleichung (13.27) ergibt. Mithin erkennen wir, daß die betrachtete optisch-zwischenverstärkte nichtlineare Glasfaserverbindung und die strahlungsgekoppelte Antenne durch folgende Transformationen ineinander überführbar sind:

$$d \equiv \Delta_{\text{OA}} \quad (13.28)$$

$$N_{\text{el}} \equiv N_{\text{fib}} = N_{\text{OA}} - 1 \quad (13.29)$$

$$\left( -\tilde{\beta} + \beta \cdot \cos \Theta \right) \cdot d \equiv (\beta_2 \cdot \omega_{\mu} \omega_{\text{nu}}) \cdot \Delta_{\text{OA}} \quad (13.30)$$

Unter Ausnutzung der ersten Transformation erhalten wir aus der dritten Umformung

$$-\tilde{\beta} + \beta \cdot \cos \Theta \equiv \beta_2 \cdot \omega_{\mu} \omega_{\text{nu}}. \quad (13.31)$$

Beschränken wir uns auf die Auswertung der Abstrahlung entlang der  $z$ -Richtung ( $\Theta = 0$ ), da ausschließlich diese (Stör-)Signale empfangen werden. Aus Gleichung 13.31 folgt dann

$$\beta - \tilde{\beta} \equiv \beta_2 \cdot \omega_{\mu} \omega_{\text{nu}}. \quad (13.32)$$

In beiden Modellen determiniert folglich die effektive Dispersion zwischen den erzeugenden Wellen (=Freiraumwelle respektive Photonen der Frequenz  $f_{\kappa+\mu}$  und  $f_{\kappa+\nu}$ ) und der generierten Welle (=strahlungsgekoppelte Welle respektive Photonen der Frequenz  $f_{\kappa}$  und  $f_{\kappa+\mu+\nu}$ ) den Gruppenfaktor. Mithin die aus der Antennentheorie bestens bekannten Ergebnisse der Gruppenfaktoren unmittelbar zur Vorhersage der Resonanzstrukturen in

optisch-zwischenverstärkten Übertragungssystemen herangezogen werden. Um schließlich die gesamte Strahlungs- bzw. Übertragungscharakteristik zu erhalten, ist für die Strahlungscharakteristik eines Elements die oben ausführlich diskutierte Effizienz der 4PM  $\eta_{4PM}$  eines Faserstücks der Länge  $\Delta_{OA}$  anzusetzen. In diesem Sinne sind die in Abbildung 13.4 gezeigten Verläufe auch in Einklang mit den Erkenntnissen der Antennentheorie, die bei Zunahme der Differenz  $\tilde{\beta} - \beta$  eine Einschnürung der Hauptkeule ergeben.

Aus diesen Überlegungen folgt, daß prinzipiell durch adäquate Positionierung der optischen Zwischenverstärker eine Störung der Periodizität erreichbar ist, die zu einer Verringerung der nichtlinearen Wechselwirkungseffizienz führt und mithin eine höhere Systemkapazität erlaubt. Hierbei muß nicht zwangsweise erheblich von der äquidistanten Anordnung abgewichen werden; so kann beispielsweise bereits durch Wahl eines unterschiedlichen Verstärkerabstands auf jeweils einer Hälfte der Gesamtübertragungslänge  $L$  eine virtuelle Halbierung der Systemlänge im Hinblick auf die Resonanzen erreicht werden. Dies ergibt nach Gleichung (13.26) im Idealfall eine Unterdrückung der entsprechenden nichtlinearen Rauschanteile um 6 dB. Ferner erscheint es im System geringer Kanalanzahl ( $N_{ch} \leq 10$ ) sinnvoll, einen adäquaten Kanalabstand  $\Delta f_{ch}$  derartig zu bestimmen, daß keine Resonanzterme für die gegebene Verstärkeranordnung auftreten. Bei einer Vielzahl von Kanäle wird dies jedoch nicht möglich sein, da sich eine Überlagerung der individuellen Periodizitäten einstellt, so daß sich effektiv bei zunehmendem Abstand von den  $f_\mu$ - und  $f_\nu$ -Achsen ein gemitteltes Verhalten ergibt.

Abschließend ist in Abbildung 13.7 noch der Verlauf der Gesamteffizienz  $\eta_{4PM,amp}$  nach Gleichung (13.26) für einen exemplarischen Fall aufgetragen.

Durch Integration über das so erhaltene Gebilde innerhalb der Grenzen der verfügbaren optischen Bandbreite  $B_{opt}$  können wir das Volumen desselben ermitteln, welches nach Gleichung (13.23) unmittelbar proportional ist zur generierten nichtlinearen Störleistung. Das Bestimmen einer analytischen Beziehung der erreichbaren Kanalkapazität bedingt an dieser Stelle jedoch die Einführung einer Näherung. So wollen wir im folgenden annehmen, daß die Gesamteffizienz der nichtlinearen Vier-Photonen-Mischung nach Gleichung (13.26) wie folgt beschreibbar ist

$$\eta_{SPM,amp} = \left( \Delta_{OA} \cdot \frac{L_{eff,tot}}{L} \right)^2 \cdot \frac{\sin^2(\beta_2 \omega_\mu \omega_\nu L/2)}{\sin^2(\beta_2 \omega_\mu \omega_\nu \Delta_{OA}/2)} \cdot \eta_{4PM} \approx L_{eff}^2 \cdot \text{Hyp}(\omega_{mu}, \omega_{nu}), \quad (13.33)$$

mit der abschnittsweise definierten Funktion

$$\text{Hyp}(\omega_{mu}, \omega_{nu}) := \begin{cases} 1 & \text{für } |\beta_2 \omega_\mu \omega_\nu L/2| \leq \pi/2 \\ 0 & \text{für } |\beta_2 \omega_\mu \omega_\nu L/2| > \pi/2 \end{cases} \quad (13.34)$$



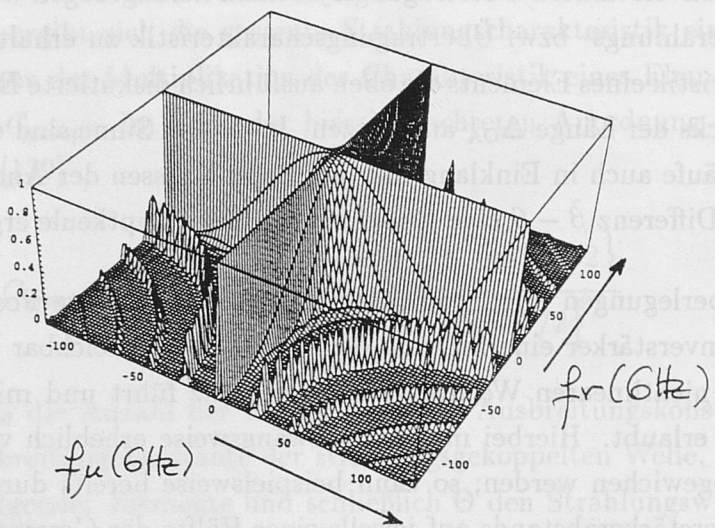


Abbildung 13.7: Verlauf der nichtlinearen 4PM-Gesamteffizienz im optisch periodisch zwischenverstärkten System (Parameter:  $L=250\text{ km}$ ,  $\Delta_{OA}=25\text{ km}$ ,  $\alpha=0.2\text{ dB/km}$ ,  $D_\lambda=1.7\text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$ )

In Abbildung 13.7 entspricht dies der Einführung eines Hyperboloids. Da diese Näherung die Grundlage der folgenden Untersuchungen bildet, wollen wir ihre Gültigkeit aus mehreren Perspektiven unter Beweis stellen. Zunächst zeigt Abbildung 13.8 ein Dichtematrix-Diagramm (entsprechend einer gewichteten Aufsicht von Abbildung 13.7), aus welchem deutlich wird, daß der wesentliche Anteil der nichtlinearen Gesamteffizienz und mithin auch der Störleistung durch den Substitutionshyperboloid nach Gleichung (13.34) eingeschlossen wird. Lediglich der Beitrag der Hauptresonanzen wird vernachlässigt. Der hierdurch auftretende Fehler ist jedoch nur gering. Ferner besteht ja auch, wie oben erläutert, im praktischen System die Möglichkeit der Unterdrückung dieser Resonanzstruktur durch adäquate Verstärkerpositionierung.

Eine weiterer, interessanter Plausibilitätsbeweis für die Zweckmäßigkeit der Näherung nach Gleichung (13.34) wurde von Armin Splett gefunden und soll an dieser Stelle kurz skizziert werden. Wie mehrfach erläutert, führt der Prozeß der Vier-Photonen-Mischung zu einer Annihilierung zweier Photonen der optischen Kreisfrequenzen  $\omega_{\kappa+\mu}$  und  $\omega_{\kappa+\nu}$ , die in der Erzeugung zweier Photonen der Kreisfrequenzen  $\omega_\kappa$  sowie  $\omega_{\kappa+\mu+\nu}$  resultiert. Dieser Mechanismus wird durch grundlegende physikalische Gesetze beschrieben. Im Rahmen der Quantenmechanik können wir die Forderung nach Energieerhaltung wie folgt formulieren

$$\hbar\omega_{\kappa+\mu} + \hbar\omega_{\kappa+\nu} \stackrel{!}{=} \hbar\omega_\kappa + \hbar\omega_{\kappa+\mu+\nu}, \tag{13.35}$$

wobei  $\hbar$  sich zu  $h/(2\pi)$  ergibt, mit dem Planck'schen Wirkungsquantum  $h$ . Während bei

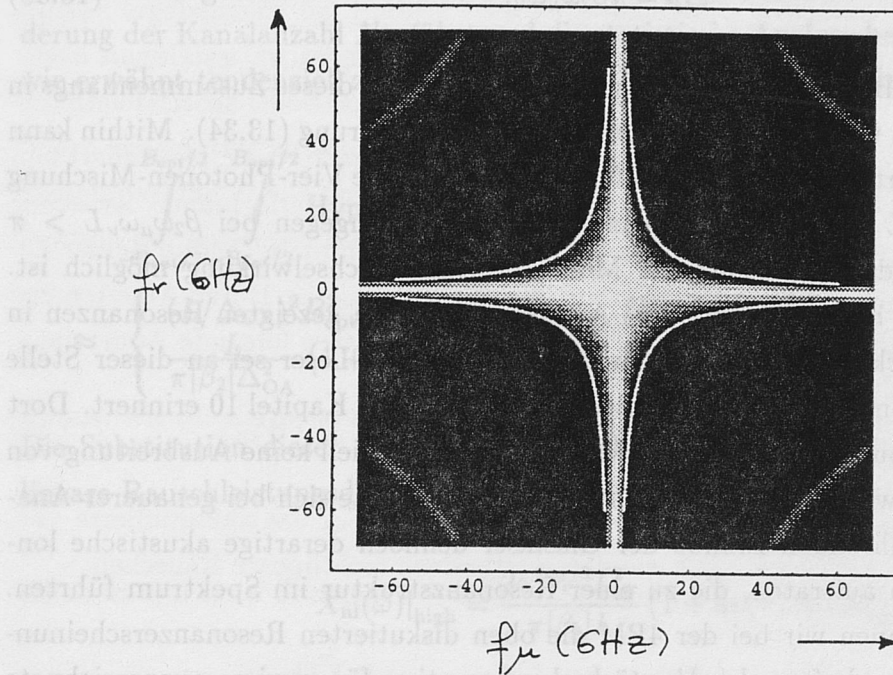


Abbildung 13.8: Veranschaulichung der Näherung nach Gleichung (13.33) in Form eines Dichtematrix-Diagramms der Abbildung 13.7: eingezeichnete Hyperbel begrenzt das äquivalente Volumen (Parameter:  $L=250$  km,  $\Delta_{OA}=25$  km,  $\alpha=0.2$  dB/km,  $D_\lambda=1.7$  ps/(km·nm))

Betrachtung eines unendlich langen Zeitbereichs, und dementsprechend bei Analysen im Frequenzbereich, dieser Erhaltungssatz strikt erfüllt sein muß, sind bei der Vier-Photonen-Mischung gewisse Abweichungen  $\Delta p$  von der idealen Impulserhaltung zulässig. Mithin kann der Impulserhaltungssatz wie folgt formuliert werden

$$\hbar\beta_{\kappa+\mu} + \hbar\beta_{\kappa+\nu} = \hbar\beta_{\kappa} + \hbar\beta_{\kappa+\mu+\nu} - \Delta p. \quad (13.36)$$

Die Höhe der zulässigen Abweichung  $\Delta p$  wird hierbei durch die Unsicherheit in der Messung des Moments bestimmt, wobei sich letztere auf den Einschluß der interagierenden Photonen in den optischen Kanal der Länge  $L$  zurückführen läßt. Nach Heisenberg gilt zwischen dem Ort und dem Moment dann folgende Unschärferelation

$$\Delta p \cdot \Delta z < \frac{\pi}{2} \hbar, \quad (13.37)$$

welche für die Mehrheit der Momentenmessungen (77%) gültig ist [44]. Führen wir nun eine Taylorreihenentwicklung der Ausbreitungskonstanten  $\beta_i$  in Gleichung (13.36) gemäß (5.23) durch, so führt dies unmittelbar zu der Identität



$$\Delta p = \hbar \beta_2 \omega_\mu \omega_\nu, \quad (13.38)$$

die auch als DeBroglie-Beziehung bekannt ist. Die Substitution dieses Zusammenhangs in Gleichung (13.38) führt uns schließlich zu der diskutierten Näherung (13.34). Mithin kann diese derart interpretiert werden kann, daß für  $\beta_2 \omega_\mu \omega_\nu L < \pi$  die Vier-Photonen-Mischung innerhalb der Länge  $L$  mit voller Effizienz stattfindet, wohingegen bei  $\beta_2 \omega_\mu \omega_\nu L > \pi$  aufgrund der mangelnden Erhaltung des Moments keine Wechselwirkung möglich ist. Zunächst scheint diese Beweisführung dem Auftreten der oben gezeigten Resonanzen in optisch-zwischenverstärkten Systemen zu widersprechen. Der Leser sei an dieser Stelle jedoch an die Diskussion der Stimulierten-Brillouin-Streuung in Kapitel 10 erinnert. Dort hatten wir aus der Impulsbetrachtung geschlossen, daß prinzipiell keine Ausbreitung von Stokes-Anteilen in Vorwärttrichtung möglich ist. Dennoch zeigte sich bei genauerer Analyse, daß durch den führenden Einfluß der Glasfaser dennoch derartige akustische longitudinale Eigenmoden auftraten, die zu einer Resonanzstruktur im Spektrum führten. In Analogie hierzu können wir bei der 4PM die oben diskutierten Resonanzerscheinungen den Führungseigenschaften der Verstärkerkonfiguration für gewisse ausgezeichnete nichtlineare Teilwellen zuordnen.

Bei identischen Sendeleistungsdichten  $W(\omega) = W$  aller Kanäle können wir nun die nichtlineare Leistungsdichte bei der Frequenz  $\omega$  wie folgt mit Gleichung (13.33) und (13.34) berechnen

$$X_{nl}(\omega) = 2\gamma^2 W^3 \cdot \left[ \Delta_{OA}^2 \cdot \frac{L_{eff,tot}}{L} \right]^2 \iint \text{Hyp}(\omega_{mu}, \omega_{nu}) df_\mu df_\nu. \quad (13.39)$$

Obleich die Lösung des Integrals analytisch für große Argumente der Hyp-Funktion nicht geschlossen möglich ist, kann doch aus einer grafischen Betrachtung der Funktion relativ einfach eine analytische Näherung für diesen Bereich abgeleitet werden (siehe Abbildung 13.8). So ergibt sich die gesuchte Fläche innerhalb eines Quadranten im zweidimensionalen Schnitt parallel zur  $f_\mu$ - $f_{nu}$ -Ebene aus der Addition eines Rechtecks der Länge  $B_{opt}/2$  und der Breite  $\text{Hyp}(B_{opt}/2) = 1/(2\pi|\beta_2|LB_{opt})$  und der verbleibenden hyperbolisch eingegrenzten Fläche. Strenggenommen müßte die Bestimmung dieser letzten Fläche ebenfalls lediglich innerhalb der durch 0 und  $B_{opt}/2$  beschriebenen Grenzen erfolgen. Wir wollen zur Vereinfachung jedoch über den gesamten positiven Frequenzbereich integrieren. Bei einer hohen optischen Bandbreite ist der hierdurch verursachte Fehler ohnehin verschwindend. Bei begrenzter verfügbarer Bandbreite wird die auftretende nichtlineare Störung jedoch tendenziell überschätzt. Obleich die ermittelte ultimative Kanalkapazität der nichtlinearen Glasfaser damit etwas geringere Werte annimmt als (informations-)theoretisch möglich, wird doch das Verhalten binär-kodierter, diskreter Kanäle besser beschrieben,

da hier im allgemeinen eine Reduktion der verfügbaren Bandbreite auch zu einer Verminderung der Kanalanzahl  $N_{\text{ch}}$  führt und die statistische Analyse bei begrenzter Anzahl  $N_{\text{ch}}$  wie erwähnt tendenziell zu optimistisch ist. Mathematisch erhalten wir damit

$$\int_{-B_{\text{opt}}/2}^{B_{\text{opt}}/2} \int_{-B_{\text{opt}}/2}^{B_{\text{opt}}/2} \text{Hyp}(\omega_{\text{nu}}, \omega_{\text{mu}}) df_{\mu} df_{\nu} \quad (13.40)$$

$$\approx \begin{cases} (L/\Delta_{\text{OA}})^2 B_{\text{opt}}^2 & \text{für } \pi|\beta_2|LB_{\text{opt}}^2 \leq 1 \quad , \text{ geringe} \\ \frac{L}{\pi|\beta_2|\Delta_{\text{OA}}^2} (1 + \ln(\pi|\beta_2|LB_{\text{opt}}^2)) & \text{für } \pi|\beta_2|LB_{\text{opt}}^2 > 1 \quad , \text{ hohe} \end{cases} \quad \text{Dispersion}$$

Die Substitution dieser Ausdrücke in Gleichung (13.39) liefert schließlich für die nichtlineare Rauschleistungsdichte  $X_{\text{nl}}(\omega)$  bei Verwendung von Fasern lokal hoher Dispersion

$$X_{\text{nl}}(\omega)|_{\text{high}} = \frac{2\gamma^2 W^3 L_{\text{eff}}^2}{\pi|\beta_2|L} (1 + \ln(\pi|\beta_2|LB_{\text{opt}}^2)) \quad (13.41)$$

und entsprechend

$$X_{\text{nl}}(\omega)|_{\text{low}} = 2\gamma^2 W^3 L_{\text{eff}}^2 B_{\text{opt}}^2 \quad (13.42)$$

für gering-dispersive Glasfasern.

Bevor wir einen Ausdruck für das optische Signal-Rauschleistungsverhältnis  $\text{SNR}_{\text{opt}}$  ableiten können, müssen wir noch das akkumulierte Verstärkerrauschen quantifizieren. Für die Rauschzahl der Verstärkerekaskade hatten wir in Kapitel 6.3.2 bei äquidistanter Positionierung im Abstand  $\Delta_{\text{OA}}$  folgenden Ausdruck erhalten

$$F_{\text{cas}} = 1 + 2n_{\text{sp}} \cdot \frac{L}{\Delta_{\text{OA}}} \cdot [\exp(\alpha\Delta_{\text{OA}}) - 1]. \quad (13.43)$$

Mit einem minimalen Eingangsrauschen von  $1/2$ -Vakuumfluktuationsphoton pro Schwingungszustand und Polarisation erhalten wir daraus die einseitige spektrale Leistungsdichte des ASE-Rauschens zu

$$X_{\text{ASE}}(\omega) := F_{\text{cas}} \cdot \frac{1}{2} \hbar \omega \approx n_{\text{sp}} \frac{L}{\Delta_{\text{OA}}} [\exp(\alpha\Delta_{\text{OA}}) - 1] \hbar \omega, \quad (13.44)$$

wobei wir das eine eingespeiste Rauschphoton gegenüber den zusätzlich durch die optischen Verstärker emittierten Rauschphotonen vernachlässigt haben.

Mit den Gleichungen (13.41) und (13.42) erhalten wir schließlich für das optische Signal-Rauschverhältnis den Ausdruck



$$\text{SNR}_{\text{opt}} = \frac{W}{X_{\text{ASE}} + X_{\text{nl}}} = \frac{W}{F_L \frac{1}{2} \hbar \omega + \frac{2\gamma^2 W^3 L_{\text{eff}}^2}{\pi |\beta_2| L} (1 + \ln \{ |\beta_2| L \pi B_{\text{opt}}^2 \})}. \quad (13.45)$$

Je nach Maßgabe der optischen Signalleistung(sdichte)  $P_{\text{ave}}$  (respektive  $W$ ) dominiert nun das lineare oder das nichtlineare Rauschen die resultierende Systemperformance. Zwischen diesen beiden Extremen ergibt sich verständlicherweise der minimale Einfluß beider Effekte und folglich auch der optimale Signal-Rauschabstand  $\text{SNR}_{\text{opt,ult}}$ . Durch Ableiten von (13.45) nach  $W$  erhalten wir nach einigen trivialen Rechenschritten folgende Äquivalenz

$$\text{SNR}_{\text{opt}}(W_{\text{ult}}) = \text{SNR}_{\text{opt,ult}} \iff X_{\text{ASE}}(W_{\text{ult}}) = 2 \cdot X_{\text{nl}}(W_{\text{ult}}). \quad (13.46)$$

Mithin ist bei Wahl einer optimalen Eingangsleistungsdichte  $W_{\text{ult}}$  das akkumulierte Verstärkerrauschen gerade doppelt so groß wie das entstandene nichtlineare Rauschen.

## 13.2 Diskussion der Ergebnisse und Übergang zum diskreten, binär-kodierten Mehrkanalsystem

Mit Gleichung (13.45) können wir nun die ultimative Systemperformance optischer Übertragungssysteme quantifizieren. Betrachten wir zunächst zwei Beispiele: Bei ideal verteilt-optischer Verstärkung mit  $n_{\text{sp}} = 1$  und Einsatz von Fasern lokal hoher Dispersion mit  $|\beta_2| = 20 \text{ ps}^2/\text{km}$  sowie

$$\begin{aligned} \omega_0 &= 1.216 \cdot 10^{15} \text{ 1/s} \quad (\lambda = 1.55 \text{ } \mu\text{m}) & \alpha &= 4.6 \cdot 10^{-5} \text{ 1/m} \quad (0.2 \text{ dB/km}) \\ \gamma &= 2 \cdot 10^{-3} \text{ 1/(W km)} & B_{\text{opt}} &= 3750 \text{ GHz} \quad (\Delta\lambda = 30 \text{ nm}) \end{aligned}$$

ergibt sich für ein Interkontinentalsystem der Länge  $L = 10$  Megameter

$$W_{\text{ult}} = 1.109 \cdot 10^{-15} \text{ W/Hz} \quad (13.47)$$

$$P_{\text{ult}} = B_{\text{opt}} \cdot W_{\text{ult}} = 4.16 \text{ mW} \quad (13.48)$$

$$(13.49)$$

und folglich

$$\text{SNR}_{\text{opt,ult}} = 12.52 \quad (13.50)$$

Nach Shannon berechnet sich die ultimativ verfügbare Kapazität  $C_{\text{ult}}$  des nichtlinearen, rauschbehafteten Kanals in diesem Fall zu [141]

$$C_{\text{ult}} = B_{\text{opt}} \cdot \log_2(1 + \text{SNR}_{\text{opt,ult}}) = 14.09 \text{ Tbit/s}. \quad (13.51)$$

Mithin ergeben sich bei Einsatz lokal hoch-dispersiver Glasfasern bei Nutzung der durch einen singulären optischen Faserverstärker nutzbaren Bandbreite extrem hohe (informationstheoretische) Übertragungskapazitäten. Werden hingegen lokal gering-dispersive Glasfasern eingesetzt, so erhalten wir mit Gleichung (13.42) analog für dieselben weiteren Systemparameter wie oben ein identisches  $\text{SNR}_{\text{ult}}$  bei geringer Dispersion nur durch Reduktion der optischen Bandbreite auf

$$B_{\text{opt}} = 5.2 \text{ GHz}, \quad (13.52)$$

woraus wir für die Leistung

$$P_{\text{ult}} = B_{\text{opt}} \cdot W_{\text{ult}} = 5.77 \text{ } \mu\text{W} \quad (13.53)$$

erhalten und nach Shannon schließlich

$$C_{\text{ult}} = 19.54 \text{ Gbit/s}. \quad (13.54)$$

Um weiteren Einblick in die Abhängigkeiten der erreichbaren Kanalkapazität von Systemparametern zu erlangen, ist in Abbildung 13.9 der Verlauf von  $C_{\text{ult}}$  als Funktion der lokal-wirksamen Dispersion für den Fall eines Interkontinentalsystems der Länge  $L = 10$  Megameter und unterschiedliche Verstärkerkonfigurationen dargestellt, wobei jeweils der Fall optimalen Signal-Rauschabstands ausgewertet wurde. Hierbei blieb der Selbstfilterungseffekt der Verstärkerkaskade unberücksichtigt. Stattdessen wurde eine, über die gesamte Distanz nutzbare optische Bandbreite von  $B_{\text{opt}} = 30 \text{ nm}$  angenommen. Qualitativ ergibt sich zunächst für alle Verläufe ein identisches Verhalten: Bei Übertragung unmittelbar im Bereich der Nulldispersion zeigt sich ein drastischer Einbruch der verfügbaren Kanalkapazität, der auf die erhebliche spektrale Aufweitung und die hieraus resultierende Überfilterung aufgrund der Bandbegrenzung zurückzuführen ist. Bereits bei Einführung einer geringen Restdispersion von etwa  $|D_{\lambda}| = 0.2 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$  ergibt sich jedoch bereits eine entscheidende Minderung dieser exzessiven spektralen Leistungsumverteilung, so daß sich eine deutliche Erhöhung der nutzbaren Kapazität einstellt. Dieses Verhalten ist in Einklang mit den von Marcuse und anderen erhaltenen numerischen Ergebnissen, die gezeigt hatten, daß bei es bei  $|D_{\lambda}| < 0.2 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$  zu einer exzessiven Spektralaufweitung im Einkanalsystem durch gewöhnliche Modulationsinstabilität kommt, die jedoch bereits bei Nutzung einer Faser mit oben angegebener geringer Dispersion entscheidend unterdrückt werden kann [130]. Dennoch ist durch Erhöhung der lokal wirksamen chromatischen Dispersion auf Werte im Bereich von  $|D_{\lambda}| \approx 16 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$  nach Shannon nahezu eine Verdopplung der Kanalkapazität erzielbar.



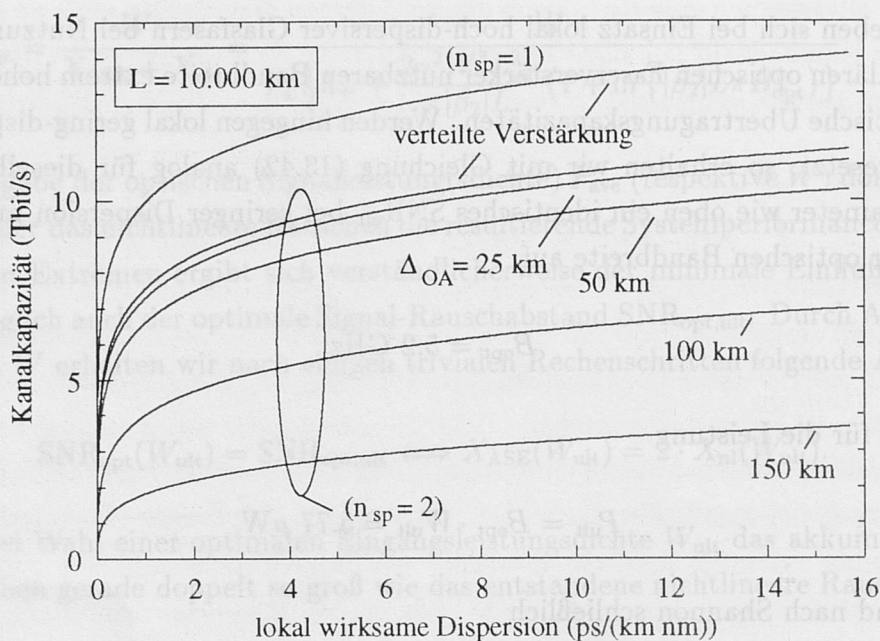


Abbildung 13.9: Kanalkapazität eines 10 Megameter-Systems als Funktion der lokal wirkenden Dispersion für verschiedene Verstärkerkonfigurationen (Parameter:  $B_{opt} = 30 \text{ nm}$ )

Hinsichtlich des Einflusses der spezifischen Verstärkerkonfiguration können wir zunächst in Übereinstimmung zu den Aussagen in Kapitel 6.5 feststellen, daß sich bei Abweichung von der idealen verteilt-optischen Verstärkung, die technisch bedingt unvermeidbar sein wird, kein Gewinn mehr gegenüber der diskreten optischen Verstärkung bei dichter Positionierung der EDFAS ( $\Delta_{OA} \approx 25 \text{ km}$ ) ergibt. Mithin erscheint die Forschung auf diesem Gebiet aus dieser Sicht nur begrenzt sinnvoll. Hinsichtlich der diskreten optischen Verstärkerpositionierung zeigt sich ferner, daß unterhalb von  $\Delta_{OA} < 50 \text{ km}$  nur geringfügige Änderungen der Systemperformance zu erkennen sind. Eine signifikante Reduktion der erreichbaren Kanalkapazität ergibt sich jedoch bei Übergang zu  $\Delta_{OA} \geq 100 \text{ km}$ , was aus wirtschaftlicher Sicht einen erheblichen Nachteil bedeutet. Mithin bedarf das Design von Ultra-Weitverkehrssysteme mit derartig hohen Verstärkerabständen eines äußerst geschickten Systemdesigns. Je nach gefordertem Signal-Rauschabstand kann die Implementation dieses hohen Abstands sogar unmöglich sein.

Um den Einfluß der geforderten Systemperformance und der Systemreserve weiter zu veranschaulichen, zeigt Abbildung 13.10 den Verlauf der Shannon'schen Kanalkapazität für ein System der Länge  $L = 4000 \text{ km}$ , wobei der Einsatz hoch-dispersiver Glasfaser mit  $D_\lambda = 16 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$  und eine Rauschzahl pro Verstärker von  $6 \text{ dB}$  ( $n_{sp} = 2$ ) zugrunde gelegt wurde. Ferner wurde das aus Gleichung (6.55) folgende bzw. geforderte optische Signal-Rauschverhältnis  $\text{SNR}_{opt}$  unmittelbar dem elektrischen  $\text{SNR}_{el}$  gleichge-

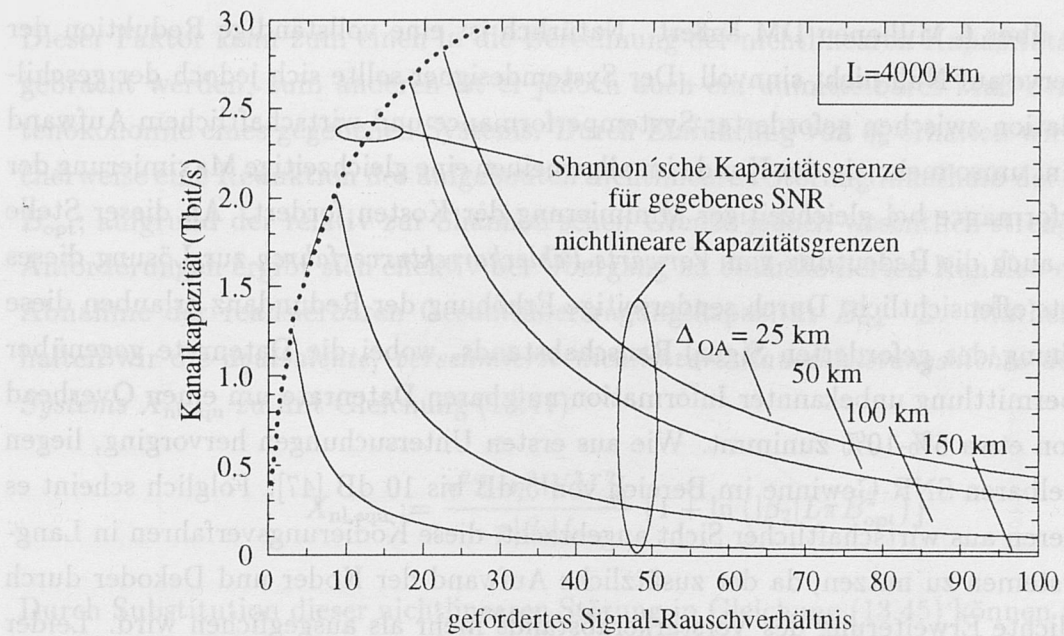


Abbildung 13.10: Kanalkapazität für ein 4 Megameter-System als Funktion des geforderten Signal-Rauschabstands für unterschiedliche Verstärkerkonfigurationen (Parameter:  $B_{\text{opt}}=5 \text{ nm}$ )

setzt. Wie in Kapitel 6.5.2 gezeigt, ergibt sich jedoch aus der Abweichung von optischer und elektrischer Filterbandbreite im allgemeinen eine Erhöhung des geforderten optischen SNR. Folglich können die gezeigten Ergebnisse als tendenziell zu optimistisch verstanden werden, was die ohnehin bereits stark eingegrenzte Systemkapazität jedoch zusätzlich herabsetzt. Wie ersichtlich, ergibt sich mit wachsendem Soll-SNR eine entscheidende Abnahme der realisierbaren Kanalkapazität  $C_{\text{ult}}$ . An dieser Stelle kann die Auswirkungen intuitiv oder gar partiell unmotiviert quantitativ geforderter Systemreserven besonders deutlich gemacht werden. Für binär-kodierte Systeme ergab sich nach den Ausführungen des Kapitels 3.2.1 das minimal geforderte Signal-Rauschverhältnis zu  $\text{SNR}_{\text{el}}=36$  (entsprechend 15.56 dB). Bei einem Verstärkerabstand von  $\Delta_{\text{OA}} = 25 \text{ km}$  ergibt sich dann die Kanalkapazität näherungsweise zu  $C_{\text{ult}} \approx 1.5 \text{ Tbit/s}$ . In linearen, elektrooptisch zwischenregenerierten Systemen wird üblich eine zusätzliche Systemreserve in Höhe von 5 dB - 10 dB gefordert. Selbst für den ersteren Fall ergäbe sich folglich das Soll-SNR zu  $\text{SNR}_{\text{soll}} \approx 113.8$  (20.56 dB). Wie aus Abbildung 13.10 deutlich wird, reduziert sich damit die Kanalkapazität auf unter  $C_{\text{ult}} = 400 \text{ Gbit/s}$ . Diese letzte Kapazität hätte jedoch, bei Verzicht auf diese zusätzliche Systemreserve, auch bei einem Verstärkerabstand von  $\Delta_{\text{OA}} = 100 \text{ km}$  erreicht werden können. Bei einer Gesamtlänge von  $L = 4000 \text{ km}$  ergäbe dies eine vierfache Reduktion der Anzahl optischer Zwischenverstärker, um 120 optische Faserverstärker, was sich bei über 50.000 DM pro Verstärker in einem Aufwandsunter-



schied von über 6 Millionen DM äußert. Natürlich ist eine vollständige Reduktion der Systemreserve auf Null nicht sinnvoll. Der Systemdesigner sollte sich jedoch der geschilderten Relation zwischen geforderter Systemperformance und wirtschaftlichem Aufwand bewußt sein, umso mehr, da der Kunde im allgemeinen eine gleichzeitige Maximierung der Systemperformance bei gleichzeitiger Minimierung der Kosten fordert. An dieser Stelle wird dann auch die Bedeutung von *Vorwärts-Fehlerkorrekturverfahren* zur Lösung dieses Zielkonflikts offensichtlich. Durch senderseitige Erhöhung der Redundanz erlauben diese eine Erhöhung des geforderten Signal-Rauschabstands, wobei die Datenrate gegenüber der zur Übermittlung unbekannter Information nutzbaren Datenrate um einen Overhead in Höhe von etwa 5%-10% zunimmt. Wie aus ersten Untersuchungen hervorging, liegen die so erzielbaren SNR-Gewinne im Bereich von 5 dB bis 10 dB [47]. Folglich scheint es im besonderen aus wirtschaftlicher Sicht angebracht, diese Kodierungsverfahren in Langstreckensystemen zu nutzen, da der zusätzliche Aufwand der Koder und Dekoder durch die ermöglichte Erweiterung des Verstärkerabstands mehr als ausgeglichen wird. Leider ist die Verarbeitungsgeschwindigkeit dieser Verfahren nach oben hin näherungsweise auf unter 10 Gbit/s begrenzt, so daß auch hier keine Lösung der Schwierigkeiten des Designs von 10 Gbit/s-ultra-Langstreckensystemen in Aussicht ist.

Praktisch gesehen, kann die informationstheoretische Shannon'sche Kanalkapazität  $C_{\text{ult}}$  jedoch, im besonderen mit binärer Kodierung nicht erreicht werden. Binär-kodierte digitale Übertragungsverfahren erfordern, wie in Kapitel 3.1 ausführlich erläutert, das Einhalten einer gewissen Bitfehlerrate, zu deren Erreichen ein entsprechendes minimales Signal-Rauschverhältnis am Empfänger vorliegen muß. Für intensitätsmodulierte Verfahren mit direkter Detektion und optischer Vorverstärkung ergeben sich zur Realisierung einer eines  $Q_{\text{el}}$ -Faktors von 6, entsprechend einer Bitfehlerrate von  $BER = 10^{-9}$ , die Anforderungen an das minimal geforderte SNR zu etwa  $\text{SNR}_{\text{soll}} \approx 80$ . Dies läßt sich unmittelbar aus den Ergebnissen in Kapitel 6.5 ableiten. In einem optischen IM-Mehrkanalsystem sind die diskreten IM-Kanäle äquidistant über die verfügbare optische Bandbreite  $B_{\text{opt}}$  verteilt, wobei jeder Kanal in erster Näherung eine Bandbreite in Größenordnung der Datenrate  $B$  des Kanals für sich beansprucht. Die gesamte Übertragungsrate eines derartigen WDM-Kamms ergibt sich dann zu

$$B_{\text{tot}} = N_{\text{ch}} \cdot B, \quad (13.55)$$

mit der Anzahl  $N_{\text{ch}}$  der Kanäle. Den Übergang von der statistisch modellierten verschmierten Leistungsdichte zum statistischen Verhalten der diskreten Kanäle erreichen wir nun durch Einführung eines *Bandbreite-Nutzungsfaktors*  $\eta_b$ , der wie folgt definiert sei

$$\eta_b := N_{\text{ch}} \cdot B / B_{\text{opt}}. \quad (13.56)$$

Dieser Faktor kann zum einen in die Berechnung der nichtlinearen Kapazitätsgrenze eingebracht werden, zum anderen ist er jedoch auch ein unmittelbares Maß der Bandbreitenökonomie eines gegebenen Systems. Durch Einführung von  $\eta_b$  erhalten wir verständlicherweise eine Reduktion der aufgebauten nichtlinearen Störung innerhalb der Bandbreite  $B_{\text{opt}}$ ; aufgrund der relativ zur Shannon'schen Grenze jedoch wesentlich strengeren SNR-Anforderungen ergibt sich effektiv bei Übergang zu binär-kodierten Kanälen eine weitere Abnahme der realisierbaren Gesamtübertragungskapazität  $B_{\text{tot}} \cdot L$ . Mathematisch erhalten wir die *äquivalente, verschmierte nichtlineare Rauschleistungsdichte des diskreten Systems*  $X_{\text{nl, equ}}$  zu mit Gleichung (13.41)

$$X_{\text{nl, equ}} := \frac{\gamma^2 2 \cdot \eta^2 W^3 L_{\text{eff}}^2}{\pi |\beta_2| L} \{1 + \ln(|\beta_2| L \pi B_{\text{opt}}^2)\} \quad (13.57)$$

Durch Substitution dieser nichtlinearen Störung in Gleichung (13.45) können wir die Kapazitätsgrenze digitaler optischer Mehrkanalsysteme abschätzen.

Betrachten wir zunächst den Fall einer Länge von  $L = 4000$  km, die sich beispielsweise bei kürzeren Unterseesystemen oder auch bei der Realisierung paneuropäischer Netze ergäbe. Wie aus den Abbildungen 13.11 a und b ersichtlich, ergibt sich auch hier bei Zunahme der lokal wirksamen Dispersion tendenziell eine Erhöhung der Gesamtübertragungsrate. Ferner zeigt sich auch wieder ein deutlicher Zuwachs der Systemdegradation bei Übergang zu Verstärkerabständen im Bereich von  $\Delta_{\text{OA}} = 100$  km. Dennoch erscheint bei einer angenommenen verfügbaren optischen Übertragungsbandbreite von  $B_{\text{opt}} = 30$  nm die Realisierung von Mehrkanalsystemen mit Gesamtdatenraten von  $B_{\text{tot}} \approx 1000$  Gbit/s auch mit derartig hohen Abständen bei geschicktem Systemdesign möglich, falls keine signifikante zusätzliche Systemreserve gefordert wird. Zur Vermeidung oder Unterdrückung linearer Verzerrungen ist jedoch die Datenrate pro Kanal  $B$  je nach spezifischer Dispersion hierbei relativ gering zu halten. Gleichsam hatten wir jedoch gesehen, daß zur Minimierung des Kanalnebensprechens durch Kreuzphasenmodulation einen relativ hohen Kanalabstand bedingt. Wäre ein Gesamtkapazität von  $B_{\text{tot}} = 100$  Gbit/s angestrebt, so wäre bereits aus rein wirtschaftlichen Gründen eine Übertragung mit  $B = 155$  Mbit/s ausgeschlossen. Selbst bei Übergang zu 622 Mbit/s pro Kanal ergäbe sich noch eine erforderliche Kanalanzahl von  $N_{\text{ch, 622 Mbit/s}} = 161$ , die unzumutbar erscheint. Mithin ergibt sich als untere sinnvolle Grenze  $B = 2.5$  Gbit/s. Bei äquidistanter spektraler Positionierung der Kanäle innerhalb der nutzbaren Bandbreite ergibt sich bereits ein minimaler Kanalabstand von etwa  $\Delta f_{\text{ch}} = 0.75$  nm, so daß keine signifikante Störung durch Kreuzphasenmodulation und Vier-Photonen-Mischung zu erwarten ist.<sup>5</sup>

<sup>5</sup>Es kann jedoch zur Unterdrückung von Resonanzen notwendig sein, von der äquidistanten Verstärkerkonfiguration abzuweichen.



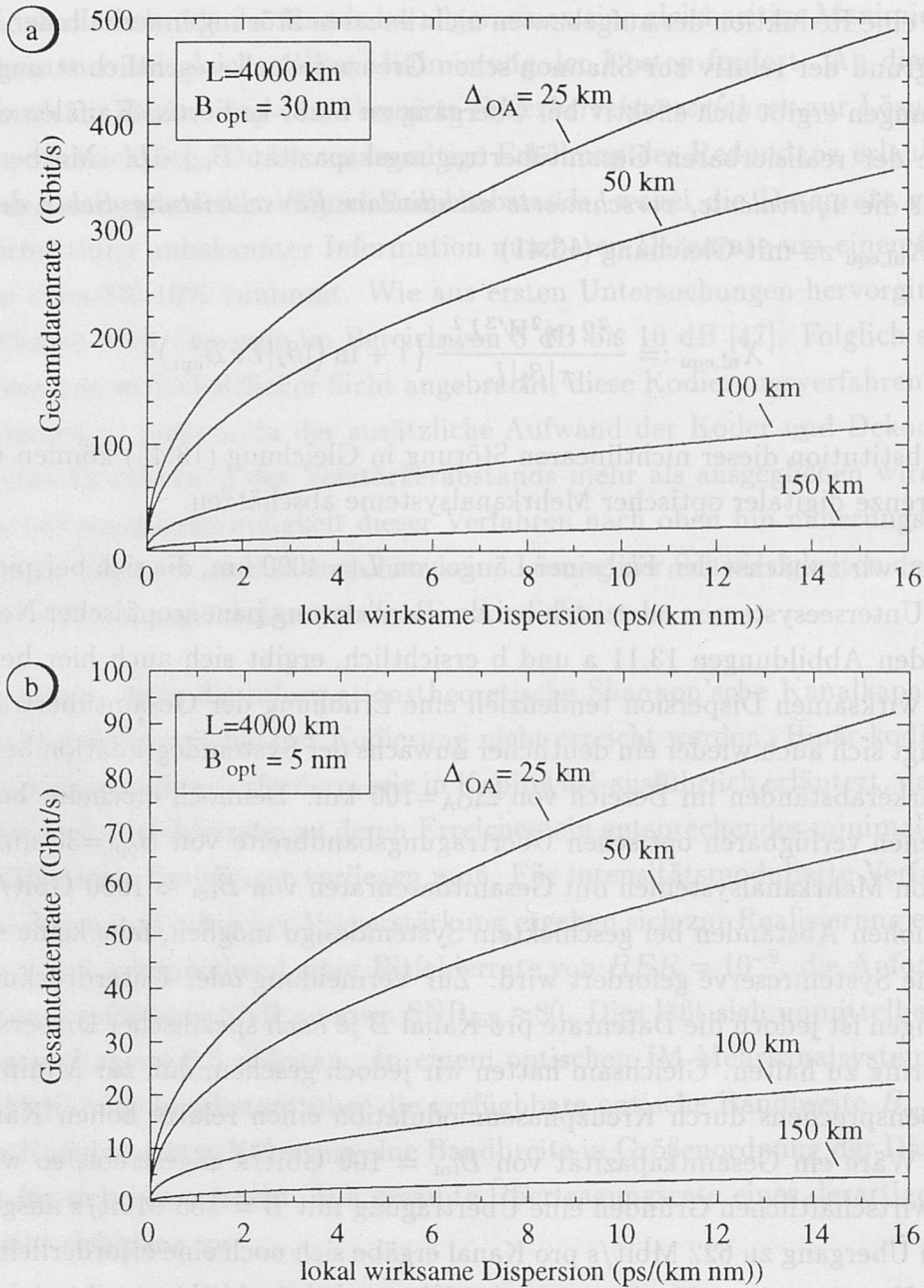


Abbildung 13.11: Verlauf der realisierbaren Gesamtdatenrate des Mehrkanalsystems als Funktion der lokal wirksamen Dispersion: a) für  $B_{\text{opt}}=30$  nm und b) für  $B_{\text{opt}}=5$  nm (Parameter:  $L=4000$  km,  $\text{SNR}_{\text{soll}}=80$ ,  $F_{\text{OA}}=6$  dB)

Die lineare Dispersionsgrenze wird jedoch in diesem Fall bereits nach weniger als 1000 km erreicht, so daß eine Akkomodation der chromatischen Dispersion unumgänglich wird, wobei diese über die gesamte Bandbreite hinweg effizient wirksam sein muß. Es sei darauf hingewiesen, daß auch ein Übergang zu  $B = 10$  Gbit/s dieses Problem nicht durch die Reduktion der Kanalanzahl von  $N_{\text{ch}} = 40$  auf 10 abschwächen läßt, da auch diese äquidistant über die gesamte optische Bandbreite zu verteilen wären. Folglich ergäbe sich sogar noch ein kritischeres Verhalten bei Erhöhung von  $B$ . Würde der Kanalabstand reduziert werden, so könnte hierdurch zwar die Effizienz der linearen Dispersionskompensation verbessert werden, gleichsam implizierte dies jedoch einen drastischen Anstieg der nichtlinearen Störung. Die optimale Datenrate zur Realisierung von  $B_{\text{tot}} = 100$  Gbit/s ergibt sich in praxi aus einem Abwägen dieser beiden Begrenzungen und ist mithin entscheidend durch die beim Design des Faseroptischen Dispersionsmanagements gewährte Sorgfalt determiniert.

Verringern wir jedoch die geforderte Gesamtdatenrate auf  $B_{\text{tot}} = 20$  Gbit/s, so ergibt sich bereits ab  $B = 622$  Mbit/s eine vernünftige Kanalanzahl von  $N_{\text{ch}} = 32$  und entsprechend ein Kanalabstand von etwa  $\Delta f_{\text{ch}} \approx 0.94$  nm. Die lineare Dispersionsgrenze beträgt in diesem Fall selbst bei hoch-dispersiver Glasfaser mit  $|D_{\lambda}| = 16$  ps/(km·nm) über 10.000 km. Aufgrund des hohen Kanalabstands, der näherungsweise das 190-fache des zur optischen Kanalselektion geforderten Minimalwerts liegt, wäre folglich auch bei nicht vollkommen unterdrückter Kreuzphasenmodulation keine Systemdegradation zu erwarten. Eine Erhöhung der Datenrate auf  $B = 2.5$  Gbit/s pro Kanal würde zwar wiederum die erforderliche Kanalanzahl verringern, gleichsam jedoch auch die Notwendigkeit einer Dispersionsakkomodation implizieren und damit effektiv den technischen Aufwand vervielfachen, ohne einen signifikanten Gewinn zu erzielen. Mithin erscheint in diesem Fall eine Datenrate von  $B = 622$  Mbit/s pro Kanal optimal.

Die wesentliche Erkenntnis obiger Ausführungen können wir wie folgt zusammenfassen: Die Ergebnisse der statistischen und auf diskrete Kanäle übertragenen Untersuchung erlauben lediglich die Abschätzung der maximal möglichen Gesamtkapazität  $B_{\text{tot}} = N_{\text{ch}} \cdot B$  für eine gegebene Konfiguration. Die hierbei sinnvolle Datenrate  $B$  pro Kanal ist jedoch entscheidend von der Dispersion der verwendeten Glasfaser wie auch der Gesamtlänge  $L$  des Systems und ferner von Wirtschaftlichkeitsbetrachtungen abhängig.

Wie aus einem Vergleich der Abbildungen 13.11a und b hervorgeht, geht auch die verfügbare optische Bandbreite  $B_{\text{opt}}$  wie erwartet entscheidend in die Diskussion mit ein und führt zu einer Verringerung der erreichbaren Gesamtkapazität. Da der Kanalabstand zur Minderung der Effizienz nichtlinearer Wechselwirkungen jedoch maximal gewählt sein muß, manifestiert sich die Selbstfilterung der Verstärkerkaskade folglich in einer Verlagerung der



optimalen Datenrate pro Kanal in den Bereich höherer Werte. Wie in Kapitel 12.3 gezeigt, ist jedoch das Maximum bei Einsatz Faseroptischen Dispersionsmanagements auf  $B=10$  Gbit/s begrenzt, so daß das Optimum von  $B$  mit fortschreitender Übertragungslänge zunehmend diesem Wert zustrebt.

Aus Abbildung 13.12 können wir schließlich ersehen, daß der optimale Verstärkerabstand keineswegs konstant ist, sondern vielmehr entscheidend von der zur Verfügung stehenden Bandbreite abhängt. Dennoch läßt sich allgemein feststellen, daß das Erreichen maximal möglicher Übertragungskapazitäten Verstärkerabstände unterhalb von  $\Delta_{OA}=50$  km bedingt.

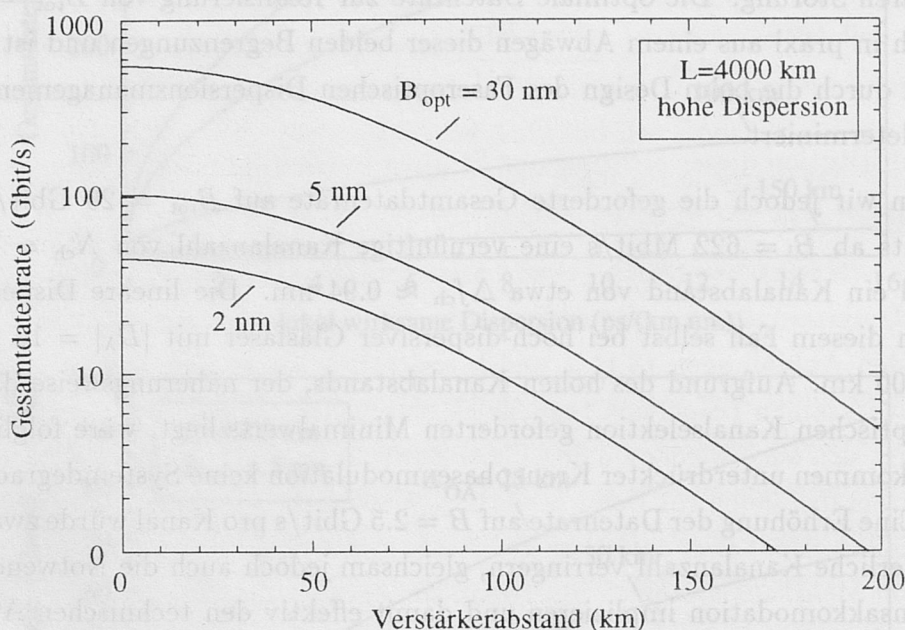


Abbildung 13.12: Verlauf der realisierbaren Gesamtdatenrate als Funktion des Verstärkerabstands für unterschiedliche verfügbare optische Übertragungsbandbreiten (Parameter:  $L=4000$  km,  $SNR_{soll}=80$ ,  $|D_\lambda|=16$  ps/(km·nm),  $F_{OA}=6$  dB)

Um auch für den Fall diskreter Kanäle die Bedeutung der geforderten Systemperformance und der Systemreserve zu veranschaulichen, zeigt Abbildung 13.13 den Verlauf der erreichbaren Gesamtdatenrate  $B_{tot}$  als Funktion des Soll-SNR für unterschiedliche Verstärkerkonfigurationen im idealen Fall, d.h. bei Einsatz lokal hoch-dispersiver Faser. Wiederum kann hieraus die Notwendigkeit der Anwendung von Vorwärts-Fehlerkorrekturverfahren zur Realisierung hoher Systemmargins bzw. größerer Verstärkerabstände ersehen werden.

In Abbildung 13.14 haben wir das Längenverhalten der Kapazitätsgrenze untersucht, wobei jedoch zunächst der Einfluß der Selbstfilterung unberücksichtigt blieb und eine invariante Bandbreite von  $B_{opt}=5$  nm angenommen wurde. Offensichtlich ergibt sich zwischen

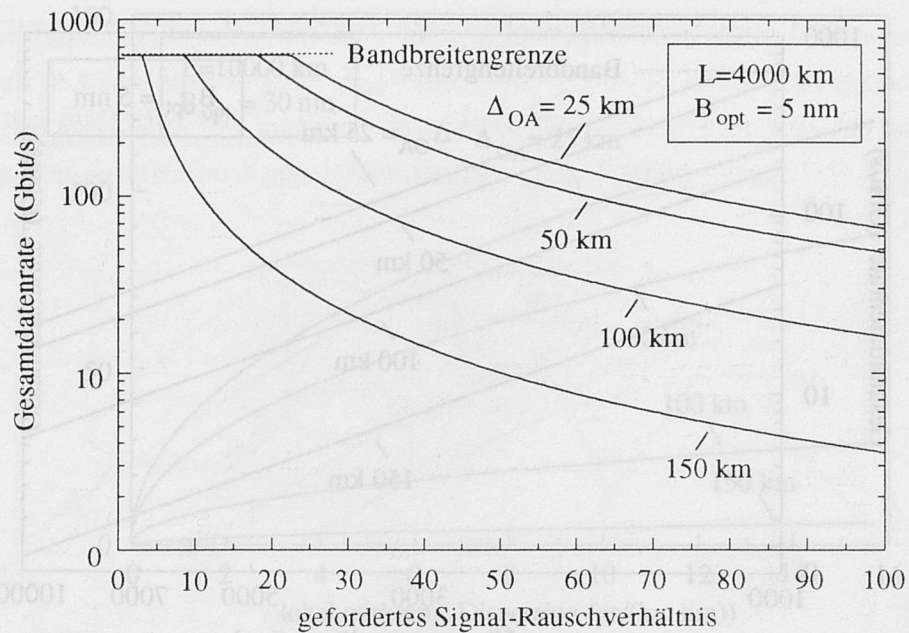


Abbildung 13.13: Verlauf der realisierbaren Gesamtdatenrate als Funktion der geforderten Systemperformance bei verschiedenen Verstärkerabständen (Parameter:  $L=4000$  km,  $B_{\text{opt}}=5$  nm,  $|D_\lambda|=16$  ps/(km·nm),  $F_{\text{OA}}=6$  dB)

der Gesamtdatenrate des Systems  $B_{\text{tot}}$  und der Übertragungslänge  $L$  eine Proportionalität gemäß

$$B_{\text{tot}} \propto L^{-3/2}. \quad (13.58)$$

Unter Berücksichtigung der oben gezeigten Ergebnisse wird jedoch die zusätzliche Einschnürung der Bandbreite in der Verstärkerekaskade zu einem wesentlich stärker abnehmendem Längenverhalten führen, was die besondere Herausforderung des Designs von Interkontinentalssystemen höchster Kapazität herausstellt.

Wir wollen nun abschließend die Untersuchung auch auf diese ultra-Weitverkehrssysteme ausdehnen. Hierbei ist jedoch zu berücksichtigen, daß die im Rahmen der statistischen Analyse gemachten Annahmen aufgrund der Korrelation der Spektralkomponenten eines Kanals strenggenommen nicht uneingeschränkt zulässig sind. Ferner kommt es auch im Bereich geringer zur Verfügung stehender Übertragungsbandbreiten  $B_{\text{opt}}$  durch die oben durchgeführte Näherung bei der Bestimmung der Hyperbelfläche zu einer tendenziellen *Überschätzung* der nichtlinearen Störung, da wir die eigentliche Begrenzung durch  $B_{\text{opt}}/2$  ins Unendliche verlagert hatten. Zunächst zeigt Abbildung 13.15 den Verlauf der Gesamtdatenrate  $B_{\text{tot}}$  als Funktion der lokal wirksamen Dispersion, wobei jedoch noch die ideale Gesamtbandbreite von  $B_{\text{opt}}=30$  nm eines Verstärkers zur Berechnung angesetzt wurde. Wie ersichtlich, ließe sich jedoch in diesem Fall bei Einsatz hoch-dispersiver Glasfasern



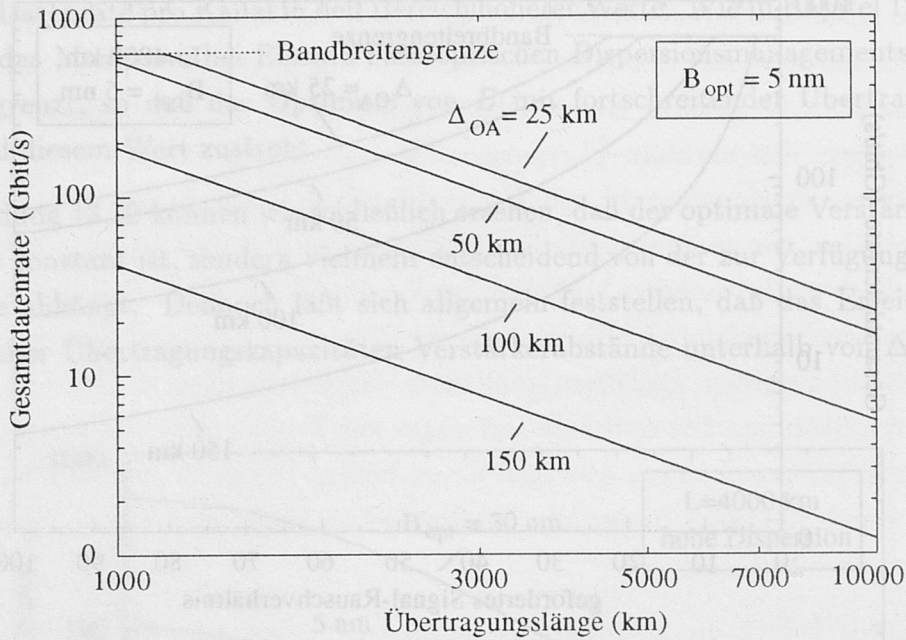


Abbildung 13.14: Verlauf der realisierbaren Gesamtdatenrate als Funktion der Übertragungslänge (Parameter:  $B_{opt}=5 \text{ nm}$ ,  $\text{SNR}_{soll}=80$ ,  $F_{OA}=6 \text{ dB}$ )

bei entsprechend geringem Verstärkerabstand noch eine Gesamtkapazität von  $B_{tot}=100 \text{ Gbit/s}$  erreichen.

Durch das derzeit noch unzureichend gelöste Problem der Selbstfilterung kommt es jedoch, wie aus Abbildung 13.16 zu ersehen, zu einer drastischen Einschnürung der nutzbaren Bandbreite. Berücksichtigen wir, daß in praktischen Laboraufbauten von Interkontinentalverbindungen mit Faseroptischem Dispersionsmanagement bei einem Verstärkerabstand von etwa  $\Delta_{OA} \approx 45 \text{ km}$  lediglich eine verbleibende Transmissionsbandbreite im Bereich von  $2 \text{ nm}$ - $3 \text{ nm}$  gemessen werden konnte [18], so ergibt sich nach den theoretischen Ergebnissen selbst bei Verwendung lokal hoch-dispersiver Glasfasern mit  $|D_\lambda| = 16 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$  eine maximale Kapazität von etwa  $10 \text{ Gbit/s}$ , so daß die Übertragung eines einzigen Kanals möglich wäre. Die zum Aufbau der 1995 zu verlegenden ersten voll-optisch zwischenverstärkten Untersesssysteme genutzten Fasern weisen jedoch eine Dispersion im Bereich von unter  $1 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$  auf. Wie aus Abbildung 13.15 ersichtlich, erwarten wir dann bei  $B_{opt} \approx 2 \text{ nm}$  über  $L=10$  Megameter Strecke selbst bei optimalem Design Schwierigkeiten bei der Implementation einer  $5 \text{ Gbit/s}$ -Datentransmission mit ausreichender Systemreserve, so daß der Einsatz von Korrekturverfahren zur Sicherung der Langzeitstabilität unerlässlich scheint. Dieses Ergebnis wird durch experimentelle Ergebnisse bestätigt.

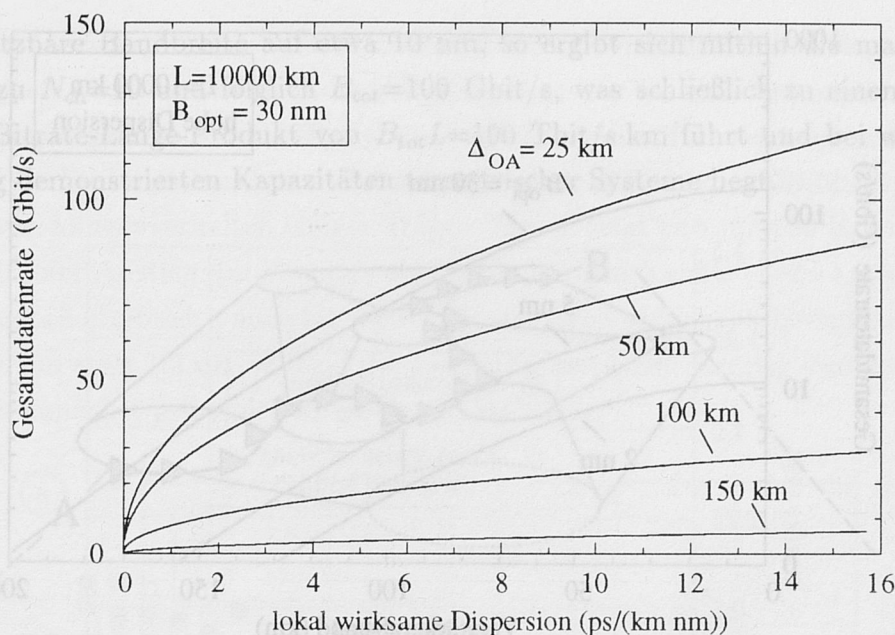


Abbildung 13.15: Verlauf der realisierbaren Gesamtdatenrate als Funktion der lokal wirksamen Dispersion für ein Interkontinentalsystem der Länge  $L=10000$  km (Parameter:  $B_{\text{opt}}=30$  nm,  $\text{SNR}_{\text{soll}}=80$ ,  $F_{\text{OA}}=6$  dB)

Aus dieser Diskussion wird deutlich, daß die Überwindung der Selbstfilterung eine wesentliche Aufgabe der Forschung und Entwicklung, sowohl im Hinblick auf terrestrische als auch submarine Systeme darstellt. Als ein Lösungsansatz kann hierbei beispielsweise der Einsatz von Solitonen erachtet werden, für welche, wie in Kapitel 6.4 erläutert, nicht die Verstärkerkaskade als Ganzes wirkt, sondern nur jeder einzelne Verstärker. In diesem, durch die statistische Analyse nicht erfaßten Sonderfall, wären jedoch geringfügig anomal-dispersive Glasfasern einzusetzen. Im Gegensatz hierzu erforderte selbst bei optimaler optischer Bandbreite die Übertragung von NRZ-Signalen jedoch die Verwendung von Fasern lokal hoher Dispersion. Zur Vermeidung exzessiver Modulationsinstabilität müßten diese Fasern ferner normal-dispersiv sein. Dennoch wird sich dadurch auch die Länge der anomal-dispersiven Kompensationsglasfaser im faseroptisch-dispersionsgemanagten System erhöhen, so daß effektiv nur ein begrenzter Kapazitätswachstum durch voll-faseroptisches Dispersionsmanagement zu erwarten ist. Wesentlich attraktiver wären mithin rein lineare, breitbandige Komponenten hohen anomalen Kompensationspotentials, so daß die Entwicklung letzterer einen weiteren Schwerpunkt bilden sollte.



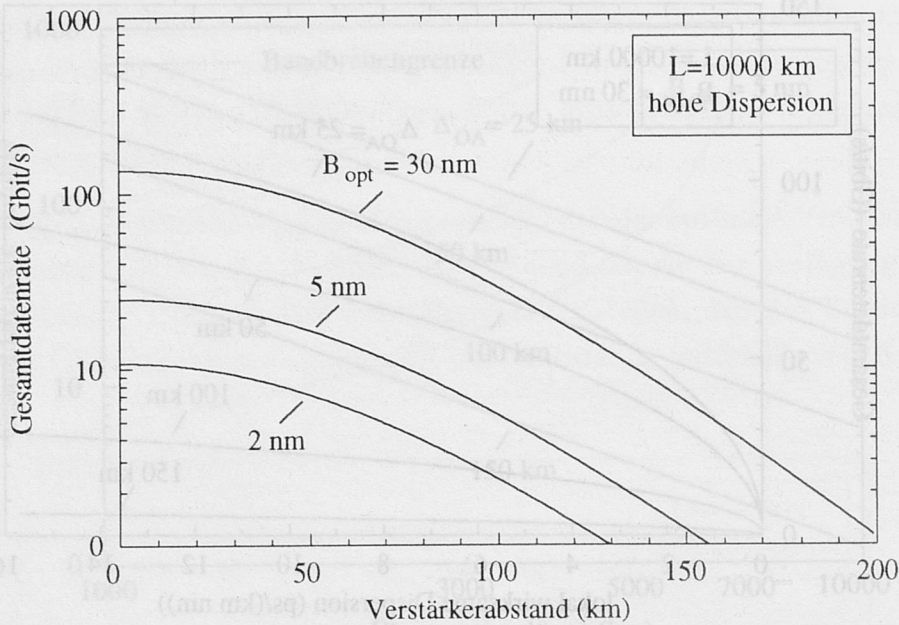


Abbildung 13.16: Einfluß der Selbstfilterung auf die realisierbare Gesamtkapazität von Interkontinentalssystemen der Länge 10000 km (Parameter:  $|D_\lambda|=16$  ps/(km·nm),  $\text{SNR}_{\text{soll}}=80$ ,  $F_{\text{OA}}=6$  dB)

### 13.3 Untersuchung eines 100 Gbit/s-1000 km Mehrkanalsystems auf Standardfaser

In diesem letzten Abschnitt wollen wir die Erkenntnisse der Einkanalausbreitung und die Schlußfolgerungen der Mehrkanalanalyse in das Design eines voll-optisch transparenten optischen Mehrkanalnetzes höchster Kapazität einbringen. Als wesentliche Voraussetzung formulieren wir hierbei die Nutzbarkeit der bereits verlegten Standardfasern, wobei eine chromatische Dispersion von  $D_\lambda = +17$  ps/(km·nm) zugrunde gelegt wird. Ferner sollte das realisierte System eine maximale Ausdehnung von 1000 km (Standardfaser) haben. Zur Realisierung einer möglichst hohen Gesamtdatenrate  $B_{\text{tot}}$  bei gleichsam begrenzter notwendiger optischer Bandbreite  $B_{\text{opt}}$  bestimmen wir die Datenrate pro Kanal zu  $B = 10$  Gbit/s. Mithin wird der Einsatz eines Faseroptischen Dispersionsmanagements erforderlich. Im Hinblick auf maximalen Praxisbezug wollen wir als Faserequalizer eine bereits verfügbare Komponente von Corning, Inc, verwenden, deren Dispersion  $D_{\lambda,\text{dc}} = -80$  ps/(km·nm) beträgt und deren Dämpfungskonstante bei  $\alpha_{\text{dc}} = 0.32$  dB/km liegt. Die höchstmögliche spektrale Packungsdichte ergibt sich bei 10 Gbit/s pro Kanal aus rein linearen Gesichtspunkten zu  $\Delta f_{\text{ch}}=10 \cdot B=100$  GHz (entsprechend 0.8 nm). Wie deutlich wurde, ist dies ebenfalls geeignet, um eine hinreichende Unterdrückung der nichtlinearen Kreuzphasenmodulation (XPM) sicherzustellen. Begrenzen wir die durch Selbstfilterung

effektiv nutzbare Bandbreite auf etwa 10 nm, so ergibt sich mithin die maximale Kanalanzahl zu  $N_{\text{ch}}=10$  und folglich  $B_{\text{tot}}=100$  Gbit/s, was schließlich zu einem effektiven (Gesamt-)Bitrate-Länge-Produkt von  $B_{\text{tot}}L=100$  Tbit/s·km führt und bei weitem über den bislang demonstrierten Kapazitäten terrestrischer Systeme liegt.

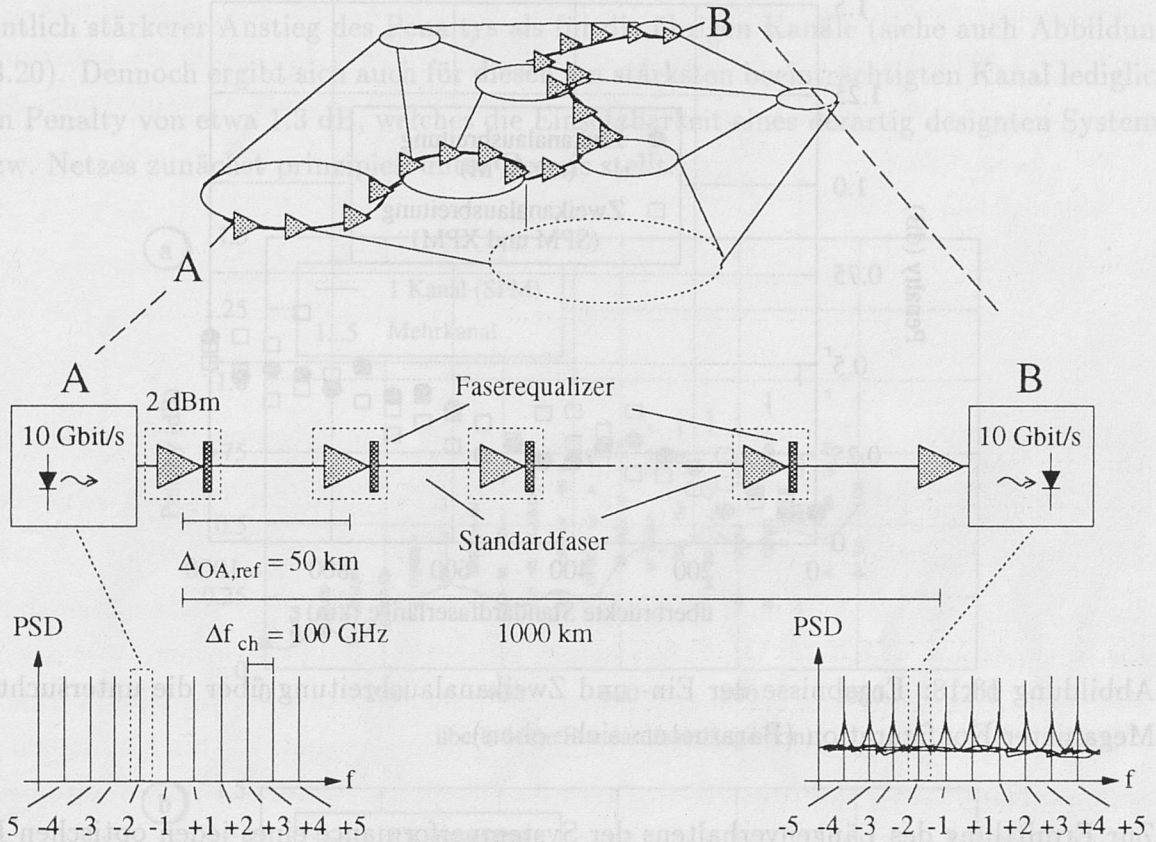


Abbildung 13.17: Untersuchte Mehrkanalsystemkonfiguration im Hinblick auf die Realisierung voll optisch-transparenter Netze höchster Kapazität

Als wesentlichsten Parameter bestimmen wir schließlich den Abstand der optischen Zwischenverstärker des Referenzsystems zu  $\Delta_{\text{OA,ref}} = 50$  km.<sup>6</sup> Aus dem Dispersionsverhältnis zwischen Standardfaser und Equalizer ergibt sich dann die Länge der Kompensationsfaser zu  $L_{\text{dc}} = 10.625$  km, so daß hinsichtlich des ASE-Rauschens ein Verstärkerabstand in Höhe von  $\Delta_{\text{OA}} = 60.625$  km im System implementiert ist. Die Rauschzahl pro Verstärker wurde zu 6 dB angesetzt. Mit Hilfe der in Kapitel 12.3 gewonnenen Ergebnisse wählen wir schließlich einen mittleren optischen Sendepiegel pro Kanal von  $P_{\text{ave}} = 2$  dBm. Zwar ergibt sich der optimale Pegel für die zusammengestellte Konfiguration nach Abbildung 12.23 zu etwa 4 dBm; zur Untersuchung der Stabilität des Systems bei Abnahme der

<sup>6</sup>Zur Begriffsdefinition siehe auch Kapitel 12.3



Leistungspegel wollen wir dennoch diesen ersten Fall betrachten. Aus Abbildung 12.23 ist zu erkennen, daß sich bei einem derartig hohen Verstärkerabstand dann bereits im optischen Einkanalsystem ein Penalty von etwa 0.6 dB einstellt. Zusammenfassend zeigt Abbildung 13.17 die untersuchte Netz- bzw. Systemkonfiguration.

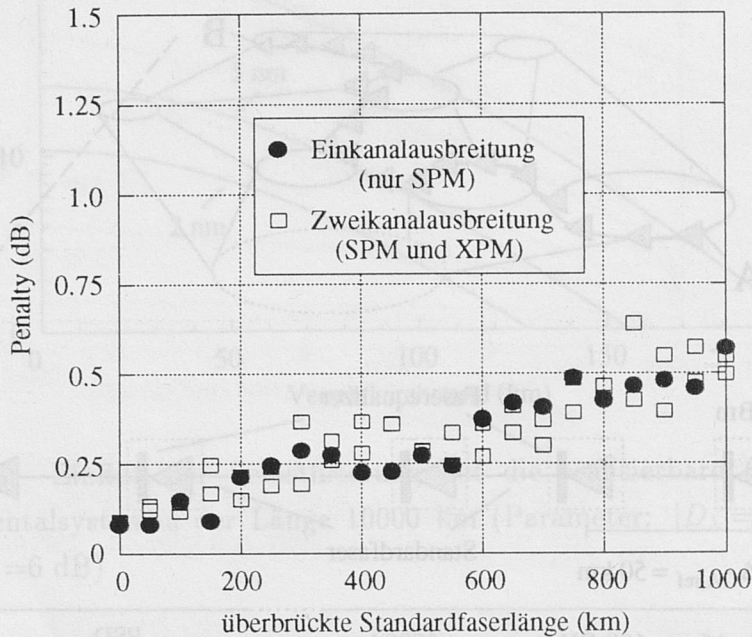


Abbildung 13.18: Ergebnisse der Ein- und Zweikanalausbreitung über die untersuchte 1 Megameter-Konfiguration (Parameter: siehe oben)

Zur Ermittlung des Längenverhaltens der Systemperformance eines jeden optischen Kanals erfolgte mit Hilfe der Split-Step-Methode die Simulation der Übertragung des Kanalarasters über 1 Megameter, wobei am Ort eines jeden Verstärkers aus den Augendiagrammen das Penalty bestimmt wurde. Um eine möglichst hohe Zuverlässigkeit des Penaltys zu gewährleisten, wurde hierzu die Anzahl der Datenbits pro Kanal zu  $2^7-1$  gesetzt und zusätzlich die Position der individuellen Kanäle geringfügig vom äquidistanten Wert versetzt, um das Durchlaufen aller relativer optischer Nullphasen der etwaig interagierenden Träger sicherzustellen. Zur Überprüfung des Designs erfolgte jedoch zunächst die Übertragung eines einzigen 10 Gbit/s-Kanals numerisch ausgewertet. Der resultierende Penalty-Verlauf ist in Abbildung 13.18 als Funktion der Übertragungslänge aufgetragen. Anschließend erfolgte die Ausbreitung zweier zufällig-modulierter 10 Gbit/s-Kanäle im Abstand von  $\Delta f_{ch}=100$  GHz. Wie ersichtlich, ergibt sich ein nahezu identisches Verhalten zwischen der Ein- und der Zweikanalausbreitung. Daraus können wir auf die effiziente Unterdrückung der Kreuzphasenmodulation schließen.

Abbildung 13.19a zeigt schließlich den Verlauf der Systemperformance aller Kanäle des 10 Kanal-Systems bei rauschbehafteter Übertragung. Wie zu erkennen, ergibt sich für die Mehrzahl der Träger ein zu Abbildung 13.18 identisches Verhalten, welches im wesentlichen durch die Einkanalcharakteristik bestimmt ist. Auffällig ist jedoch das verbleibende oszillatorische Längenverhalten einiger Träger. Ferner zeigt sich für den Kanal -1 ein wesentlich stärkerer Anstieg des Penaltys als für die übrigen Kanäle (siehe auch Abbildung 13.20). Dennoch ergibt sich auch für diesen am stärksten beeinträchtigten Kanal lediglich ein Penalty von etwa 1.3 dB, welches die Einsetzbarkeit eines derartig designten Systems bzw. Netzes zunächst prinzipiell unter Beweis stellt.

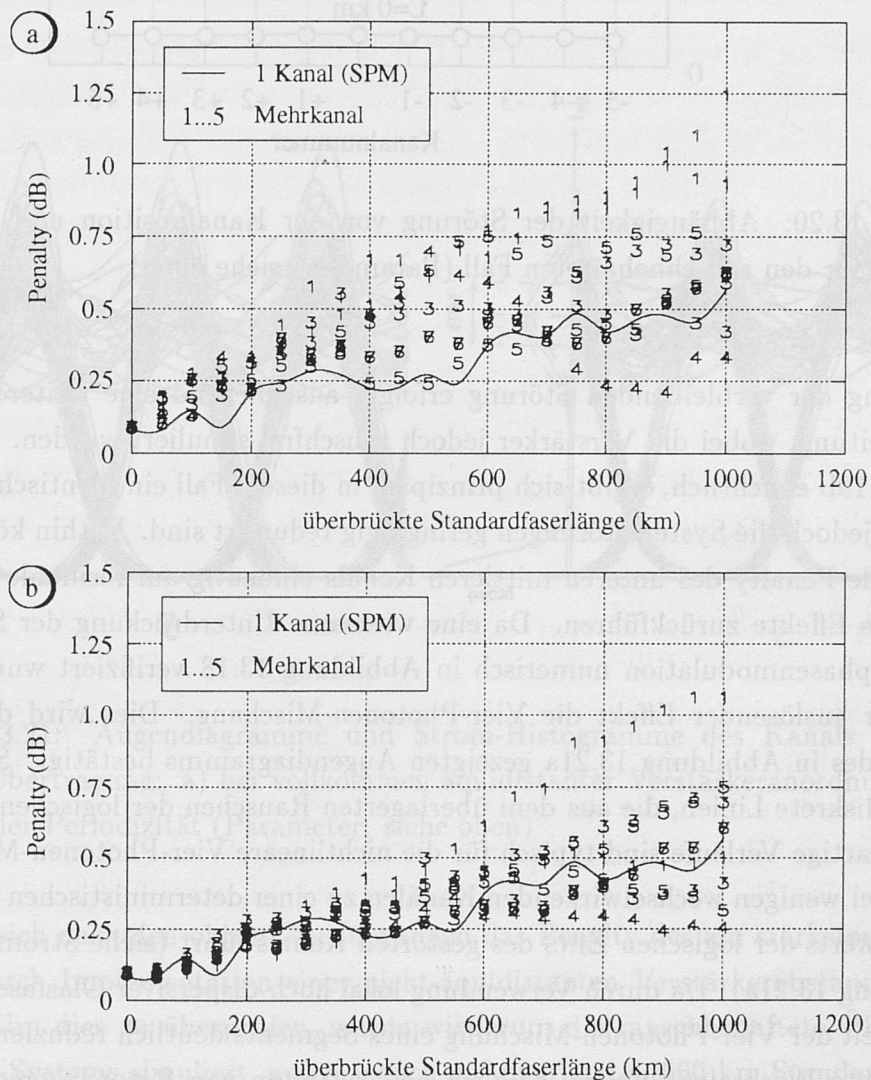


Abbildung 13.19: Penalty der einzelnen Kanäle als Funktion der Übertragungslänge: a) für den Fall rauschender Verstärker des Rauschmaßes  $F_{OA}=6$  dB und bei b) bei rauschfreier Übertragung (Parameter: siehe oben)



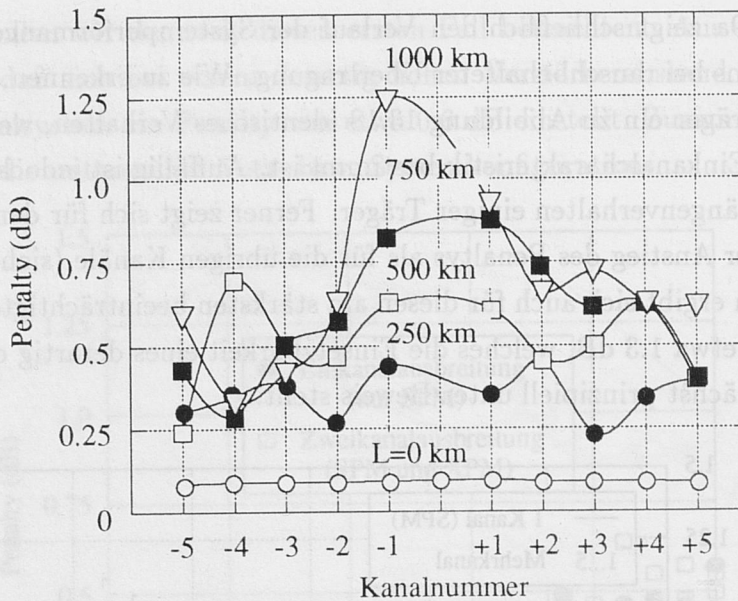


Abbildung 13.20: Abhängigkeit der Störung von der Kanalposition und der Übertragungslänge für den rauschbehafteten Fall (Parameter: siehe oben)

Zur Klärung der verbleibenden Störung erfolgte anschließend eine weitere Berechnung der Ausbreitung, wobei die Verstärker jedoch rauschfrei simuliert wurden. Wie aus Abbildung 13.19b ersichtlich, ergibt sich prinzipiell in diesem Fall ein identisches Verhalten, wobei nun jedoch die Systemstörungen geringfügig reduziert sind. Mithin können wir das verbleibende Penalty des unteren mittleren Kanals eindeutig auf residuale faseroptische nichtlineare Effekte zurückführen. Da eine wirksame Unterdrückung der Selbstphasen- und Kreuzphasenmodulation numerisch in Abbildung 13.18 verifiziert wurde, verbleibt als einziger auslösender Effekt die Vier-Photonen-Mischung. Dies wird durch die Betrachtung des in Abbildung 13.21a gezeigten Augendiagramms bestätigt. So zeigen sich eindeutig diskrete Linien, die aus dem überlagerten Rauschen der logischen Eins herausragen. Derartige Verläufe sind typisch für die nichtlineare Vier-Photonen-Mischung, weil die 4PM bei wenigen wechselwirkenden Kanälen zu einer deterministischen Verschiebung des Mittelwerts der logischen EINS des gestörten Kanals führt (siehe Strom-Histogramm in Abbildung 13.21a). Da durch Verwendung lokal hoch-dispersiver Glasfasern jedoch die Wirksamkeit der Vier-Photonen-Mischung eines Segments deutlich reduziert ist, ergeben sich effiziente Wechselwirkungen lediglich bei Auftreten von Resonanzerscheinungen in der äquidistanten Verstärkeranordnung. Prinzipiell scheint dieser Begründung zunächst das ungleiche Penaltyverhalten der Kanäle -1 und +1 in Abbildung 13.20 zu widersprechen. Es muß jedoch bedacht werden, daß die einzelnen Resonanzpeaks bei einer Vielzahl optischer Zwischenverstärker sehr scharf ausgeprägt sind. So ergibt sich beispielsweise

bei Übergang von dem in Abbildung 13.5 ausgewerteten 250 km-System mit 10 optischen EDFAs bei Übergang zum 1000 km-System mit 40 Verstärkern eine Vervierfachung der Anzahl der Zwischenresonanzen innerhalb des durch zwei aufeinanderfolgende Hauptresonanzen eingegrenzten Bereichs. Ferner wurde, wie eingangs erläutert, der Frequenzabstand der Kanäle nicht vollkommen identisch gewählt. Aus diesem Grund fällt eine 4PM-Kombination, die den Kanal -1 beeinträchtigt gerade in einen Hauptresonanzpeak, wohingegen der Kanal +1, bedingt durch seine geringfügig unterschiedliche Positionierung, eine reduzierte Störung erfährt.

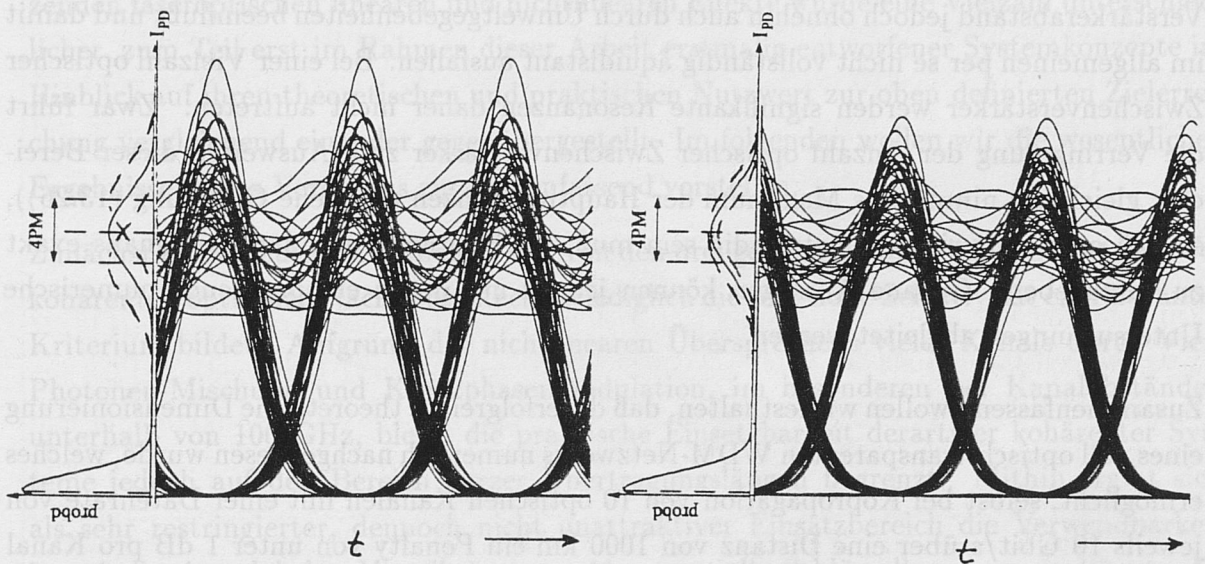


Abbildung 13.21: Augendiagramme und Strom-Histogramme des Kanals -1 nach 1 Megameter-Übertragung: a) bei vollkommen äquidistanter Verstärkeranordnung und b) bei Störung der Periodizität (Parameter: siehe oben)

Mithin ließe sich nach den obigen Ausführungen das Penalty des am stärksten gestörten Kanals -1 durch Implementation eines nicht-äquidistanten Verstärkerabstands deutlich reduzieren. Um dies zu überprüfen, wurde wiederum die rauschbehaftete Übertragung des 10 Kanal-Systems simuliert, wobei jedoch auf den letzten 500 km Standardfaser der Verstärkerabstand um 13% auf  $\Delta_{OA} = 45$  km gesenkt wurde. Hierbei erfolgte ein entsprechender Längenausgleich der Faserequalizer. In Übereinstimmung mit den theoretischen Erwartungen ergab sich das Penalty des Kanals -1 in diesem Fall näherungsweise zu 0.6 dB, was dem Wert der Einkanalsimulation gleicht. Ein genauer Vergleich der



Augendiagramme der beiden Fälle (siehe Abbildungen 13.21 a und b) zeigt in Übereinstimmung hierzu eine deutliche Reduktion der Beeinflussung durch nichtlineare Vier-Photonen-Mischung. Darüber hinaus ergab sich auch kein signifikantes oszillatorisches Längenverhalten. Es muß jedoch beachtet werden, daß durch die Rekonfigurierung der Verstärker nun andere Kanäle in die verbleibenden Resonanzen verschoben sein könnten. Dies wurde durch eine detaillierte Auswertung des Längenverhaltens bestätigt. Dennoch ergab sich aufgrund der Störung der Periodizität das maximale Penalty im rauschfreien Fall zu unter 1 dB. Mithin können wir schließen, daß durch adäquates Systemdesign eine effiziente nichtlinear-entkoppelte Ausbreitung aller individueller Kanäle erreicht werden konnte.

Im Gegensatz zu Unterseesystemen, wird in praktischen terrestrischen Systemen der Verstärkerabstand jedoch ohnehin auch durch Umweltgegebenheiten beeinflusst und damit im allgemeinen per se nicht vollständig äquidistant ausfallen. Bei einer Vielzahl optischer Zwischenverstärker werden signifikante Resonanzen daher nicht auftreten. Zwar führt die Verringerung der Anzahl optischer Zwischenverstärker zum Ausweiten dieser Bereiche; gleichsam nimmt das Maximum der Hauptresonanzen ab (siehe Gleichung (13.26)), so daß es nicht zwingend notwendig sein muß, die Positionierung darüber hinaus exakt zu vorgeben. Genaue Aussagen können jedoch nur durch entsprechende numerische Untersuchungen abgeleitet werden.

Zusammenfassend wollen wir festhalten, daß die erfolgreiche theoretische Dimensionierung eines voll optisch-transparenten WDM-Netzwerks numerisch nachgewiesen wurde, welches ermöglicht, selbst bei Kopropagation von 10 optischen Kanälen mit einer Datenrate von jeweils 10 Gbit/s über eine Distanz von 1000 km ein Penalty von unter 1 dB pro Kanal zu garantieren. Eine weitere Verbesserung der Systemperformance ergäbe sich technisch gesehen bei Reduktion des Verstärkerabstands auf unter 50 km. Wirtschaftlich betrachtet erscheint dies jedoch nur begrenzt zweckmäßig. In einem derartigen Netz können die optischenn Träger am Ort eines jeden optischen Zwischenverstärkers eingespeist oder auch selektiert werden, so daß eine maximale Flexibilität erreicht wird. Ferner wird durch die Konfiguration inhärent eine optimale lineare und nichtlineare Systemperformance gewährleistet.

## Kapitel 14

# Zusammenfassung

Als Zielsetzung der vorliegenden Arbeit hatten wir eingangs die systematische Suche nach der optimalen Netzwerk-Evolution definiert, die ein graziles Anwachsen isolierter optischer Systeme zum voll-optisch transparenten Äther, sowohl vom technologischen als auch vom wirtschaftlichen Gesichtspunkt aus betrachtet, mit dem geringsten Aufwand ermöglicht. Mit Hilfe einer intensiven Studie der Grundlagen optischer Übertragungstechniken, der Entwicklung neuer Beschreibungsformalismen zur Quantifizierung der kapazitätsbegrenzenden faseroptischen linearen und nichtlinearen Effekte wurde eine Vielzahl unterschiedlicher, zum Teil erst im Rahmen dieser Arbeit erstmalig entworfener Systemkonzepte im Hinblick auf ihren theoretischen und praktischen Nutzwert zur oben definierten Zielerreichung vergleichend einander gegenübergestellt. Im folgenden wollen wir die wesentlichen Ergebnisse dieses Vergleichs zusammenfassend vorstellen.

Zunächst ist eindeutig zu schließen, daß von den drei genannten prinzipiellen Vorteilen der kohärenten optischen Nachrichtentechnik lediglich die sehr hohe Selektivität ein relevantes Kriterium bildet. Aufgrund des nichtlinearen Übersprechens vieler Kanäle durch Vier-Photonen-Mischung und Kreuzphasenmodulation, im besonderen bei Kanalabständen unterhalb von 100 GHz, bleibt die praktische Einsetzbarkeit derartiger kohärenter Systeme jedoch auf den Bereich kurzer Übertragungslängen begrenzt. Mithin ergibt sich als sehr restringierter, dennoch nicht unattraktiver Einsatzbereich die Verwendbarkeit innerhalb eines lokalen Verteilsystems. Als essentielle Schlüsselkomponente könnte die Markteinführung eines kostengünstigen integriert-optisch kohärenten Empfängers zwar geringfügig katalysatorische Wirkung auf den Feldeinsatz zeigen. Da aus Wirtschaftlichkeitsbetrachtungen jedoch das *Fiber-to-the-Home* (FTTH) Konzept, bei dem jeder Teilnehmer unmittelbar faseroptisch an das Gesamtnetz angebunden wäre, gegenüber der Koaxialanbindung individueller Teilnehmer am optischen Netz, *Fiber-to-the-Curb* (FTTC), nachteilig zu bewerten ist, kommt auch der Kostensenkung optischer Komponenten im unmittelbaren Anschlußbereich deutlich weniger Bedeutung zu. Zudem bzw. deshalb zeigt sich auch international nur noch sehr begrenzte Aktivität im Bereich kohärenter Übertragungstechnik. Es wäre jedoch übereilt, die in den vergangenen Jahren intensiv betriebenen Forschungsarbeiten als nutzlosen Aufwand zu bewerten. Vielmehr ist zu berücksichtigen, daß die Entwicklung kohärenter Systeme vielfältige Problemstellungen bewältigt hat, die sich ähnlich im Falle der optischen Mehrkanal-Direktdetektions-(DD)-Systeme bei Annäherung an die Kapazitätsgrenzen ergeben werden.



Die zur Diskussion verbleibenden DD-Systeme sind in nachfolgender Tabelle vergleichend aufgeführt, wobei die zur praktischen Implementation hinreichender Systemreserve einzu- haltenden Grenzen angegeben sind. Die Angaben beziehen sich hierbei auf den Fall der Einkanal-(TDM)-Transmission über Standardfaser mit  $D_{\lambda, \text{st}} \approx 17 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$ .

	2.5 Gbit/s	10 Gbit/s	40 Gbit/s	>40 Gbit/s
<b>IM/DD (konventionell)</b>	1000 km	60 km	3.75 km	--
Modulation	extern	extern	ext. /opt. Multx.	--
$\Delta_{\text{OA}}$	$\leq 150 \text{ km}$	$\rightarrow 60 \text{ km}$	--	--
Eignung	++	++	-	--
<b>SST</b>	1800 km	120 km	7.5 km	--
Modulation	extern	extern	extern	--
$\Delta_{\text{OA}}$	$< 100 \text{ km}$	$\leq 100 \text{ km}$	--	--
Eignung	+	++	-	--
<b>DST</b>	3200 km	200 km	$< 15 \text{ km}$	--
Modulation	direkt	direkt	extern	--
$\Delta_{\text{OA}}$	$\leq 100 \text{ km}$	$\leq 100 \text{ km}$	--	--
Eignung	+	++	-	--
<b>DIMENSION</b>	$< 4500 \text{ km}$	300 km	$< 25 \text{ km}$	--
Modulation	direkt	direkt	extern	--
$\Delta_{\text{OA}}$	$\leq 100 \text{ km}$	$\leq 100 \text{ km}$	--	--
Eignung	+	++	-	--
<b>Phasen- konjugation</b>	$> 1000 \text{ km}$	1000 km - 2000 km	$< 1000 \text{ km}$	$< 500 \text{ km}$
Modulation	direkt	direkt	ext./opt. Multx.	opt. Multx.
$\Delta_{\text{OA}}$	$< 100 \text{ km}$	$< 50 \text{ km}$	$\ll 50 \text{ km}$	$< 100 \text{ km}$
Eignung	+	++	++	++
<b>Dispersions- management</b>	$> 1000 \text{ km}$	1000 km - 2000 km	$< 100 \text{ km}$	--
Modulation	extern	extern	extern	--
$\Delta_{\text{OA}}$	$\leq 100 \text{ km}$	$\leq 100 \text{ km}$	--	--
Eignung	+	++	-	-
<b>Solitonen</b>	$> 1000 \text{ km}$	$< 200 \text{ km}$	--	--
Modulation	speziell	speziell	--	--
$\Delta_{\text{OA}}$	$\leq 50 \text{ km}$	$\leq 10 \text{ km}$	--	--
Eignung	+-	-	--	--

Für Datenraten bis zu 2.5 Gbit/s ließen sich prinzipiell alle aufgeführten Konzepte erfolgreich nutzen. Die Minimierung des Aufwands diktiert jedoch in diesem Bereich eindeutig die Verwendung konventioneller intensitätsmodulierer IM/DD-nonreturn-to-zero-(NRZ)-Systeme, mit welchen bei externer Modulation auf Standardfaser selbst bei 2.5 Gbit/s noch nahezu 1000 km überbrückbar sind. Komplexer wird die Entscheidungssituation jedoch bei Erreichen einer Datenrate von 10 Gbit/s, da sich hier bei IM/DD auf Standardfaser eine Dispersionsgrenze von 60 km ergibt. Zur Überwindung dieser Grenze können zum einen konventionelle IM/DD-Systeme durch faseroptische Dispersionsequalizer ausgestattet werden. Dies ermöglicht nicht nur das Überwinden der linearen Dispersionsgrenzen im Einkanalssystem; vielmehr führt die Reduktion der effektiv wirksamen Dispersion ebenfalls zu einer deutlichen Verminderung des nichtlinearen Systemeinflusses durch Selbstphasenmodulation. Die Güte dieser Unterdrückung der SPM ist sowohl vom optischen Leistungspegel als auch vom Abstand der Kompensatoren abhängig. Ideal wäre hier der kürzeste Abstand und mithin eine Implementierung der Equalizer am Ort der Zwischenverstärker. Bei Einsatz heutiger Kompensationsfasern wäre durch adäquates Systemdesign auch bei  $B = 10$  Gbit/s eine Megameter-Übertragung auf Standardfaser möglich.

Alternativ zur Unterdrückung des nichtlinearen Einflusses bietet sich die gezielte Ausnutzung eines Soliton-artigen Effekts zur Erhöhung der Kapazitätsgrenze von IM/DD durch Wahl einer geeigneten Sendeleistung bzw. örtlichen Leistungsverteilung an. Dies führt uns zur Soliton-Supported Transmission (SST). Selbst bei idealer Verteilung ergibt sich jedoch hier eine maximale Distanz von 120 km bei 10 Gbit/s. Wie erläutert, ergibt sich bei 10 Gbit/s jedoch der ideale Einsatzbereich der Dispersion-Supported Transmission (DST), die durch geeignete Frequenzmodulation konventioneller Halbleiterlaserquellen die Überwindung von Distanzen bis zu 200 km ermöglicht. Ein entscheidender Vorteil gegenüber konventioneller IM/DD liegt hier in der Durchführbarkeit direkter Modulation, so daß der Aufwand eines zusätzlichen externen Modulators entfällt. Durch synergetische Kombination der DST mit der SST erhalten wir die Dispersion-Mediated Nonlinearity-Enhanced Transmission (DIMENSION), die eine Erweiterung der Übertragungslänge auf bis zu 300 km, nahezu unabhängig vom Residualamplitudenmodulationsindex erlaubt.

Ogleich die Ausnützung eines Soliton-artigen Effektes zu einem Gewinn an Übertragungslänge führt, erscheint die Realisierung eines reinen Soliton-Systems auf Standardfaser wenig sinnvoll. In dem betrachteten Datenbereich um 10 Gbit/s werden einerseits extrem überhöhte Anforderungen an Bandbreite und Ausgangsleistung der Senderstufe gestellt, zum anderen treten auf der Strecke bereits nach wenigen 10 km Signalverzerrungen auf, deren Überwindung nur durch erhöhten technischen senderseitigen Aufwand oder durch zusätzliche Korrekturkomponenten im optischen Pfad vermieden respektive ausgleichbar sind. Werden jedoch leistungsstarke optische Verstärker bei  $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$



kommerziell verfügbar, so müßte auch die Übertragung fundamentaler Solitonen bei dieser Wellenlänge im geringfügig anomalen Dispersionsbereich in Betracht gezogen werden.

Als letzte, interessante Alternative bei 10 Gbit/s bietet die Optische Phasenkonjugation die Möglichkeit zur Standardfaserverbindung von Verkehrsknotenpunkten im Abstand von bis zu etwa 1000 km, wobei hier jedoch bei Annäherung an diese Grenze die aus dem Symmetriekriterium resultierenden Forderungen hinsichtlich der Verstärkerpositionierung zunehmend kritischer werden. Wie bei der Solitonenübertragung steigert sich die Attraktivität dieses Konzepts erheblich bei Installation spezifischer dispersionsverschobener Fasern, wobei hier – im Gegensatz zur Solitonentransmission – eine von Null verschiedene, normale Restdispersion im Bereich von  $D_\lambda \approx -2 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$  optimal erscheint. Hierdurch werden Streckenlängen im Multimegаметer-Bereich möglich.

Wie aus obiger Tabelle ersichtlich, führt ein Sprung der angestrebten Datenrate auf 40 Gbit/s bei Standardfaser zu einer signifikanten Reduktion des Alternativenraumes: Durch die nun deutlich aggressiver wirkende Dispersion beschränkt sich die Verwendbarkeit der DST und der DIMENSION nun auf lokale Netze mit Streckenlängen im Bereich von 15 km. Entsprechend wird auch bei Nutzung des Faseroptischen Dispersionsmanagements eine Verkürzung des Abstands der Faserequalizer zur Wahrung der virtuellen Dispersionsfreiheit unumgänglich, die sich aufgrund des Aufwands lediglich im Bereich kürzerer Distanzen wirtschaftlich rechtfertigen läßt. Im Gegensatz hierzu ermöglicht die unmittelbare Bekämpfung der nichtlinearen Selbstphasenmodulation bei Optischer Phasenkonjugation eine nahezu transparente Übertragung. Auch bei 40 Gbit/s sind so Streckenlängen bis zu maximal 1000 km möglich, wobei die Annäherung an diese Grenze jedoch die äußerst akkurate Dimensionierung der Systemparameter bedingt. Hinsichtlich des Feldeinsatzes ist zu erwarten, daß bei nennenswerter Überschreitung einer Distanz von etwa 500 km die Akkumulation des Rauschens und Abweichungen von der geforderten Leistungssymmetrie zu deutlich ansteigender Systemdegradation führen. Im Gegensatz hierzu lassen sich wiederum nahezu sämtliche Verfahren problemlos nutzen, falls eine Verlegung geringdispersiver Glasfasern in Betracht gezogen wird. Dies erscheint jedoch im Hinblick auf die, allein in der Bundesrepublik Deutschland bereits installierten Million an Standardfaser-Kilometern, deren Substitutionswert im Bereich einiger Milliarden DM liegt und die damit eine erhebliche, ungenügend genutzte Investition bilden, mehr als unwahrscheinlich. Ähnlich verhält es sich in den übrigen europäischen Ländern und auch in den USA. Im Gegensatz hierzu sind in Japan etwa 50% der verlegten Lichtwellenleiter DS-Fasern, so daß hier die Realisierbarkeit vielfältiger Verfahren auch wirtschaftlich interessant erscheint.

Bislang haben wir jedoch lediglich die Steigerung der Datenrate eines singulären optischen TDM-Kanals als Maßnahme zur Erhöhung der Gesamtkapazität diskutiert. Im Hinblick

auf die optimale Netzwerk-Evolution müssen jedoch auch unbedingt optische Mehrkanal-WDM-Systeme diskutiert werden, die reinen TDM-Systemen in zwei wesentlichen Punkten überlegen sind: Zum einen werden die Anforderungen an die Empfängerelektronik durch moderate Datenraten pro Kanal begrenzt gehalten. Zum anderen ergibt sich bei Verwendung mehrerer Träger die Möglichkeit des Wellenlängen-selektiven Routens einzelner Kanäle, was einen erheblichen Gewinn an Systemflexibilität und eine Reduktion der Kosten darstellt. So muß bei einem etwaigen Knotenpunkt nicht das gesamte TDM-Signal demultiplext werden, um eine bestimmte Information weiterzuleiten, sondern lediglich ein oder mehrere spezifische Kanäle. Dies erlaubt die logische Rekonfigurierbarkeit eines vorgegebenen physikalischen Netzes. Die Nutzung konventionellen IM/DD-Wellenlängenmultiplexes, vorzugsweise mit Kanalabständen im Bereich von 100 GHz zur Unterdrückung der faseroptischen Nichtlinearitäten, bildet hierbei das attraktivste Konzept, da sämtliche übrigen Alternativen lediglich am Ort des Empfängers die optimale Detektion ermöglichen und mithin dem Konzept des in-line-Routens prinzipiell widersprechen. Hierbei ergibt sich aus unseren Untersuchungen der folgende Entwicklungspfad als zweckmäßig: Bis zu Datenraten von 2.5 Gbit/s ist reines Einkanal-TDM optimal. Der Einsatz von WDM unterhalb dieser Grenze mag zwar zu Demonstrationzwecken begrenzt sinnvoll sein; es ergibt sich jedoch de facto keine effektive Erhöhung der Systemflexibilität und darüber hinaus auch keine wesentliche Minimierung des Aufwands. Anschließend sollte ein Übergang zum IM/DD-Wellenlängenmultiplex erfolgen, wobei die Übertragung von 8-10 Kanälen mit je 2.5 Gbit/s den ersten Schritt bilden sollten. Je nach technologischem Fortschritt sind nun zwei verschiedene Wege zu wählen. Gelingt eine praktikable Lösung zum Ausgleich der Selbstfilterung in Verstärkerkaskaden, so kann die Gesamtbandbreite von etwa 8 nm-10 nm auf 16 nm durch Erhöhung der Kanalanzahl auf 20 Kanäle mit je 2.5 Gbit/s gesteigert werden, was eine Gesamtkapazität von  $B_{\text{tot}} = 50 \text{ Gbit/s}$  ergibt. In diesem Fall wäre kein Einsatz von Dispersionskompensatoren erforderlich. Bleibt die Bandbreitenproblematik jedoch in praxi ungelöst, so muß eine Erhöhung der Datenrate pro Kanal auf 10 Gbit/s erfolgen, wobei sich ein Zuwachs jedoch nur bei Implementation von mindestens 5 Kanälen einstellt. Sind Längen von mehr als 60 km zu überbrücken, so bedingt dies einen zusätzlichen Ausbau des optischen Netzes durch die Installation von Faserequalizern, zweckmäßigerweise am Ort jedes Zwischenverstärkers. Eine weitere Steigerung der Gesamtkapazität von 50 Gbit/s auf 100 Gbit/s läßt sich bei Standardfaser in beiden Fällen wahrscheinlich jedoch nur durch Implementation eines 10 Kanal-WDM-Systems erreichen, wobei die Datenrate pro Kanal 10 Gbit/s betragen muß. Abbildung ?? zeigt nochmals zusammenfassend die hier vorgeschlagenen Wege graziler Netzwerk-Evolution sowohl für die reine TDM-Übertragung, wie sie im wesentlichen in höheren Netzwerk(transport)schichten sinnvoll erscheint, als auch für optische WDM-Systeme für höchste Flexibilität auf darunterliegenden Ebenen.



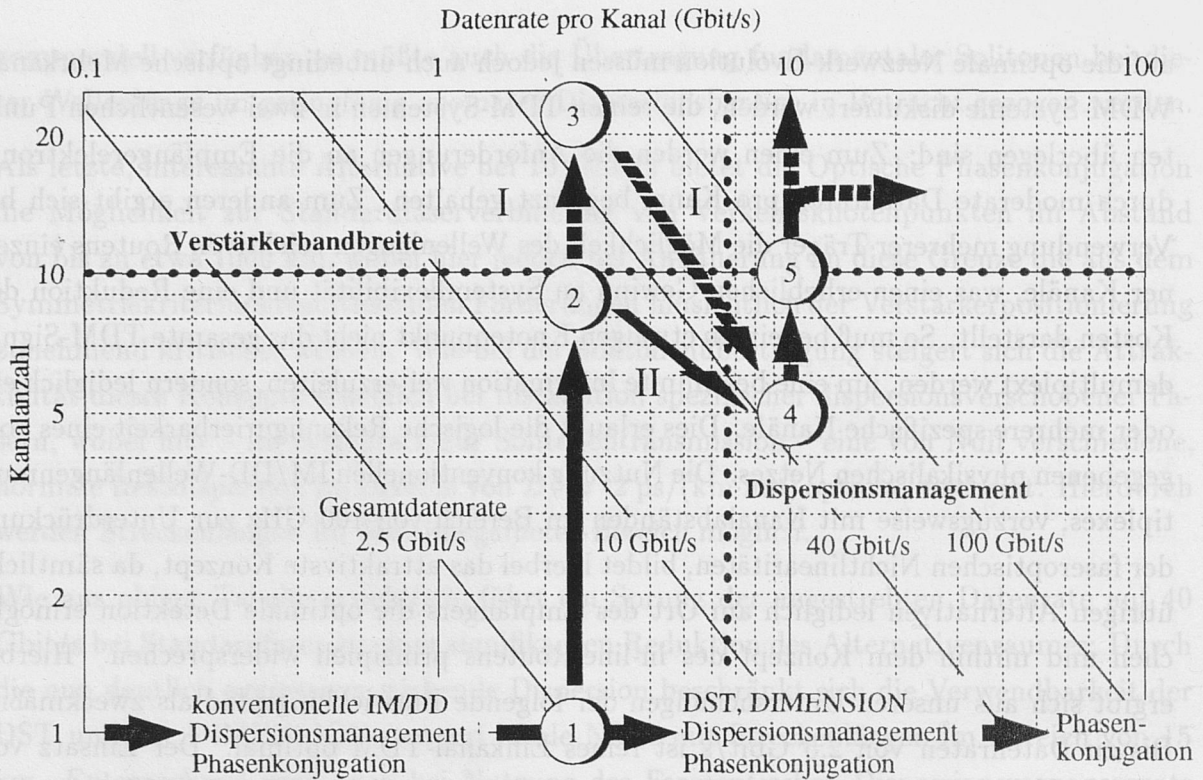


Abbildung 14.1: Optimale Wege zur Realisierung einer graziilen Netzwerk-Evolution auf der Basis verlegter Standardfasern bei  $\lambda=1.55\mu\text{m}$

Abschließend sei erwähnt, daß in Frankreich ALCATEL, in Großbritannien die BRITISH TELECOM und in den USA wie in Japan mehrere Unternehmen wie AT&T und BELL-CORE respektive KDD und NTT intensive Forschungs- und Entwicklungsaktivitäten im Bereich der oben vorgestellten WDM-Schlüsselproblematiken (optische Verstärker und Dispersionsmanagement) zeigen, während in der Bundesrepublik Deutschland nach Kenntnisstand des Verfassers bislang keine ausreichenden systematischen Arbeiten zu diesem Themenkomplex durchgeführt werden.





# Literaturverzeichnis

- [1] H. Taga, N. Edagawa, H. Tanaka, M. Suzuki, S. Yamamoto, H. Wakabayashi, N.S. Bergano, C. Davidson, G.M. Homsey, D.J. Kalmus, P. Triscitta, D.A. Gray, R.L. Maybach, „10 Gbit/s, 9000 km IM-DD Transmission Experiments using 274 Er-doped Fiber Amplifier Repeaters“, Proc. Conference on Optical Fiber Communication '93, Postdeadline Papers, Februar, 1993, San Jose, Kalifornien, USA
- [2] O.E. DeLange, „Optical Heterodyne Detection“, IEEE Spectrum Magazine, Oktober, 1968, pp. 77-85
- [3] H. Kogelnik, „US Trends in Optical Communications“, Proc. European Conference on Optical Communication '92, September, 1992, Berlin, Bundesrepublik Deutschland, Mo A0.3, pp. 663-666
- [4] H. Haupt, „Persönliche Stellungnahme auf der European Conference on Optical Communication '93“, September, 1993, Montreux, Schweiz
- [5] G.P. Agrawal, „Fiber-Optic Communication Systems“, John Wiley & Sons, Inc., New York, USA, 1992, pp. 170-171
- [6] G.P. Agrawal, „Fiber Optic Communication Systems“, Academic Press, Inc., San Diego, USA, 1992, Kapitel 1.5, pp. 41-44
- [7] B.L. Kaspar, „Optical Fiber Telecommunications II“, Herausgeber S.E. Miller und I.P. Kaminov, Kapitel Receiver Design, Academic Press, Inc., San Diego, USA, 1988, pp. 716-717
- [8] G. Söder, K. Tröndle, „Digitale Übertragungssysteme: Theorie, Optimierung und Dimensionierung der Basisbandsysteme“, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 1985
- [9] K. Petermann, „Laser Diode Modulation and Noise“, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Niederlande, 1991, Kapitel 5.3.3, pp. 128-131
- [10] K. Petermann, „Laser Diode Modulation and Noise“, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1991, Kapitel 5.1, pp. 119-120
- [11] K. Petermann, „Laser Diode Modulation and Noise“, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1991, Kapitel 3.3.3, pp. 75-76

- [12] K. Petermann, „Laser Diode Modulation and Noise“, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1991, Kapitel 5.4.1, pp. 135-136
- [13] K. Petermann, „Laser Diode Modulation and Noise“, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1991, Kapitel 5.2, pp. 122-125
- [14] A.K. Ghatak, K. Thyagarajan, „Optical Electronics“, 2. Auflage Cambridge University Press, Cambridge, 1989, Kapitel 15.5, pp. 477-492
- [15] K. Nagai, N. Mineo, K. Yamada, „Optical Transmitter Module that uses Electroabsorption Modulator integrated with a DFB Laser for 10-Gbit/s Optical Transmission Systems“, Proc. Conference on Optical Fiber Communication '94, Technical Digest, Februar, 1994, San Jose, Kalifornien, USA, TuC2, pp. 7-8
- [16] A.F. Elrefaie, R.E. Wagner, D.A. Atlas, D.G. Daut, „Chromatic Dispersion Limitations in Coherent Lighthwave Transmission Systems“, IEEE Journal of Lightwave Technology, Vol. 6, Mai, 1988, pp. 704-709
- [17] S.D. Personick, „Receiver Design for Digital Fiber Optic Communication Systems, Part I and II“, Bell System Technical Journal, Vol. 52, July-August, 1973, pp. 843-886
- [18] N.S. Bergano, „System Applications of Optical Amplifiers“, Proc. Conference on Optical Fiber Communication '93, Tutorial Papers, Februar, 1993, San Jose, Kalifornien, USA, PhN, pp. 228-280
- [19] P.R. Trischitta, E.L. Varma, „Jitter in Digital Transmission Systems“, Artech House, Inc., Norwood, 1989
- [20] J. Franz, „Optische Übertragungssysteme mit Überlagerungsempfang“, Springer Verlag, Heidelberg, 1988
- [21] U. Timor, R.A. Linke, „A Comparison of Sensitivity Degradations for Optical Homodyne versus Direct Detection of On-Off Keyed Signals“, IEEE Journal of Lightwave Technology, Vol. 6, November, 1988, pp. 1782-1788
- [22] O.K. Tonguz, R.E. Wagner, „Equivalence between Preamplified Direct Detection and Heterodyne Receivers“, IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 3, September, 1991, pp. 835-837
- [23] P.S. Henry, „Lightwave Primer“, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 21, Dezember, 1985, pp. 1862-1879



- [24] H.G. Unger, „Optische Nachrichtentechnik, Teil I: Optische Wellenleiter“, 2., bearbeitete Auflage, Hüthig Buch Verlag, Heidelberg, 1990, Kapitel 4, pp. 131-159
- [25] S. Geckeler, „Lichtwellenleiter für die optische Nachrichtenübertragung: Grundlagen und Eigenschaften eines modernen Übertragungsmediums“, 3., überarbeitete Auflage, Springer Verlag, Heidelberg, 1990, Kapitel 4.1.2, pp. 56-61
- [26] A.H. Gnauck, R.M. Jopson, R.M. Derosier, „10 Gbit/s 360-km Transmission over Dispersive Fiber using Midsystem Spectral Inversion“, IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 5, Juni, 1993, pp. 663-666
- [27] „Informationen der FRANCE TELECOM / CNET“, 1994
- [28] „Informationen der DEUTSCHE TELEKOM“, 1994
- [29] D. Marcuse, „Light Transmission Optics“, 2. Auflage, Robert E. Krieger Publishing Company, 1989
- [30] G.P. Agrawal, M.J. Potasek, „Effect of Frequency-Chirping on the Performance of Optical Communication Systems“, Optics Letters, Vol. 11, Mai, 1986, pp. 318-320
- [31] D. Marcuse, Applied Optics, Vol. 20, 1981, pp. 3573
- [32] G.P. Agrawal, M.J. Potasek, „Effect of Frequency-Chirping on the Performance of Optical Communication Systems“, Optics Letters, Vol. 11, Mai, 1986, pp. 318-320
- [33] J. Wang, K. Petermann, „Small-Signal Analysis for Dispersive Optical Fiber Communication Systems“, IEEE Journal of Lightwave Technology, Vol. 10, Januar, 1992, pp. 96-100
- [34] I.N. Bronstein, U.A. Semendjajew, „Taschenbuch der Mathematik“, Verlag Harry Teutsch, Frankfurt am Main, 1980
- [35] G.P. Agrawal, „Fiber-Optic Communication Systems“, John Wiley & Sons, Inc., New York, USA, 1992, Kapitel 2.4.3, pp. 53
- [36] P.B. Hansen, V.L. DaSilva, G. Nykolak, J.R. Simpson, D.L. Wilson, J.E.J. Alphonso, „374-km, 2.488-Gbit/s Repeaterless Transmission System with a Remotely Pumped Erbium-Doped Fiber Amplifier“, Proc. European Conference on Optical Communication '94, We.B.1.3, September, 1994, Florenz, Italien
- [37] P.W. Milonni, J.H. Eberly, „Lasers“, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1988

- [38] G.P. Agrawal , „Fiber-Optic Communication Systems“, John Wiley & Sons, Inc., New York, USA, 1992, Kapitel 8.2.1, pp. 338
- [39] K. Petermann, „Laser Diode Modulation and Noise“, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1991
- [40] C.J. Koester, E.A. Snitzer, Applied Optics, Vol. 3, 1964, pp. 1182
- [41] S.G. Grubb, „Diode-Pumped Solid-State Laser Pumping of co-doped Erbium Optical Amplifiers“, Proc. Conference on Optical Fiber Communication '92, Technical Digest, Februar, 1992, San Jose, Kalifornien, USA, TuG1, pp.31
- [42] W. Zheng, S. Wong, O. Hulten, S. Kosinski, R. Rylander, „Erbium-doped Fiber Splicing with a Real-Time Control Technique“, Proc. Conference on Optical Fiber Communication '93, Technical Digest, Februar, 1992, San Jose, Kalifornien, USA, TuB3, pp. 4-5
- [43] J. Gowar, „Optical Communication Systems“, Prentice-Hall, International, Inc., London, England, 1984 Kapitel 10.1.1, pp. 295-297
- [44] D. Marcuse, „Principles of Quantum Electronics“, Academic Press, Inc., New York, USA, 1980, Kapitel 2.4, pp. 81-82
- [45] O. Zinke, H.L. Hartnagel, „Lehrbuch der Hochfrequenztechnik, Band 2: Elektronik und Signalverarbeitung“, 3., neubearbeitete und erweiterte Auflage, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, Bundesrepublik Deutschland, 1987, Kapitel 8.2.4, pp. 212-213
- [46] D.N. Chen, E. Desurvire, „Noise Performance Evaluation of Distributed Erbium-Doped Fiber Amplifiers with Bidirectional Pumping at  $1.48 \mu\text{m}$ “, IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 4, Januar, 1992, pp. 52-54
- [47] S. Yamamoto, H. Takahira, E. Shibano, M. Tanaka, Y.C. Chen, „BER Performance Improvement by Forward-Error Correcting Code in 5 Gbit/s 9000 km EDFA Transmission System“, IEE Electronics Letters, Vol. 30, Number 9, April, 1994, pp. 718-719
- [48] L. Eskildsen, E. Goldstein, V. da Silva, M. Andrejco, Y. Silberberg, „Optical Power Equalization for Multiwavelength Fiber-Amplifier Cascades using Periodic Inhomogeneous Broadening“, IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 10, Oktober, 1993, pp. 1188-1190
- [49] S.F. Su, R. Olshansky, G. Joyce, D.H. Smith, J.E. Baran, „Gain Equalization in Multiwavelength Lightwave Systems using Acoustooptic Tunable Filters“, IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 4, März, 1993, pp. 269-271



- [50] A.R. Chraplyvy, J.A. Nagel, R.W. Tkach, „Equalization in Amplified WDM Lightwave Transmission Systems“, IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 4, August, 1992, pp. 920-922
- [51] R.C. Steele, G.R. Walker, N.G. Walker, „Sensitivity of Optically Preamplified Receivers with Optical Filtering“, IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 3, Juni, 1991, pp. 545-547
- [52] Ch. Kurtzke, „unveröffentlichte Ergebnisse“
- [53] D. Marcuse, „Calculation of Bit-Error Probability for a Lightwave System with Optical Amplifiers and Post-Detection Gaussian Noise“, IEEE Journal of Lightwave Technology, Vol. 9, April, 1991, pp. 505-513
- [54] R.W. Boyd, „Nonlinear Optics“, Academics Press, Inc., San Diego, USA, 1992, Kapitel 1.5, pp. 41-44
- [55] R.W. Boyd, „Nonlinear Optics“, Academics Press, Inc., San Diego, USA, 1992, Kapitel 4.2, pp. 164-171
- [56] R.W. Boyd, „Nonlinear Optics“, Academics Press, Inc., San Diego, USA, 1992, Kapitel 9.3, pp. 372-379
- [57] R.W. Boyd, „Nonlinear Optics“, Academics Press, Inc., San Diego, USA, 1992
- [58] G.P. Agrawal, „Nonlinear Fiber Optics“, 2. Auflage, Academic Press, Inc., San Diego, 1991
- [59] Ch. Kurtzke, „Suppression of Fiber Nonlinearities by Appropriate Fiber Dispersion Management“, IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 5, Oktober, 1993, pp. 1250-1253
- [60] D. Marcuse, „Theory of Dielectric Optical Waveguides“, 2. Auflage, Academics Press, Inc., 1989, Kapitel 9.6, pp. 346-348
- [61] A. Yariv, „Quantum Electronics“, 2. Auflage John Wiley & Sons, Inc., 1975
- [62] C.S. Gardner, J.M. Greene, M.D. Kruskal, R.M. Miura, Physical Review Letters, Vol. 19, 1967
- [63] D. Marcuse, „Theory of Dielectric Optical Waveguides“, 2. Auflage, Academics Press, Inc., 1989, Kapitel 8, pp. 305-318

- [64] E.O. Brigham, „FFT – Schnelle Fourier Transformation“, R. Oldenbourg Verlag, München, 1992
- [65] G.P. Agrawal, „Nonlinear Fiber Optics“, Academics Press, Inc., San Diego, USA, 1989 Kapitel 7.6, pp. 213-214
- [66] A.R. Chraplyvy, „Limitations on Lightwave Communication imposed by Optical-Fiber Nonlinearities“, IEEE Journal of Lightwave Technology, Vol. 8, Oktober, 1990, pp. 1548-1557
- [67] Y.R. Shen, „The Principles of Nonlinear Optics“, John Wiley and Sons, Inc., New York, USA, 1984
- [68] D. Marcuse, Journal of the Optical Society of America, Vol. 68, 1978 pp. 103
- [69] R.H. Stolen, C. Lin, „Self-Phase Modulation in Silica Optical Fibers“, Physical Review A, Vol. 17, April, 1978, pp. 1448-1453
- [70] K. Petermann „Arbeitsblätter zur Vorlesung *Optische Nachrichtentechnik* am Institut für Hochfrequenztechnik der Technischen Universität Berlin, Bundesrepublik Deutschland“, 1991
- [71] „Veröffentlichungen betreffend Strategien und Entscheidungen des US-Unternehmens MCI in der US-amerikanischen Tagespresse“, 1993
- [72] „Private Mitteilung der faserherstellenden Bereiche der Siemens AG“, 1992
- [73] G.P. Agrawal, „Nonlinear Fiber Optics“, Academics Press, Inc., San Diego, USA, 1989 Kapitel 5.1, pp. 105-111
- [74] A. Naka, S. Saito, „In-Line Amplifier Transmission Distance Determined by Self-Phase Modulation and Group-Velocity Dispersion“, IEEE Journal of Lightwave Technology, Vol. 12, Februar, 1984
- [75] M. Stern, J.P. Heritage, R.N. Thurston, S. Tu, „Theoretical Transmission Limits in fiber-optic Transmission Systems with high data rate because of combined effects of Self-Phase Modulation, dispersion and loss“, IEEE Journal of Lightwave Technology, Juli, 1990, pp. 1009-1016
- [76] A. Mattheus, S.K. Turitsyn, „Pulse Interaction in Nonlinear Communication Systems based on Standard Monomode Fibers“, Proc. European Conference on Optical Communication '93, September, 1993, MoC2.3, pp. 37-40



- [77] Christensen, Proc. European Conference on Optical Communication '93, Invited Talks, September, 1993
- [78] J.P. Gordon, „Interaction Forces among Solitons in Optical Fibers“, Optics Letters, Vol. 8, November, 1983, pp. 596-598
- [79] Blow, „Bandwidth Limits of Nonlinear (Soliton) Optical Communication Systems“, IEE Electronics Letters, Vol. 19, Mai, 1983, pp. 429-430
- [80] A.H. Gnauck, R.W. Tkach, „Interplay of Chirp and Self-Phase Modulation in Dispersion-Limited Optical Transmission Systems“, Proc. European Conference on Optical Communication '93, Regular Papers, September, Montreux, Schweiz, TuC4.4, pp. 105-108
- [81] J. Binder, U. Kohn, „10-Gbit/s Dispersion-Optimized Transmission at 1.55  $\mu\text{m}$ -Wavelength on Standard Single-Mode Fiber“, IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 6, April, 1994, pp. 558-560
- [82] G.P. Agrawal, „Nonlinear Fiber Optics“, Academics Press, Inc., San Diego, USA, 1989 Kapitel 5.1, pp. 105-111
- [83] A. Hasegawa, „Optical Solitons in Fibers“, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, Bundesrepublik Deutschland, 1989
- [84] S. Barthelemy, R. De La Fuente, „Unusual Modulation Instability in Fibers with Normal and Anomalous Dispersion“, Optical Communications, Vol. 73, 1989, pp. 409-412
- [85] K. Tajima, „Self-Amplitude Modulation in PSK coherent Optical Transmission Systems“, Proc. European Conference on Optical Communication '85, 1985, pp. 351-354
- [86] E. Iannone, F.S. Locati, F. Matera, M. Romagnoli, M. Settembre, „Nonlinear Evolution of ASK and PSK Signals in Repeaterless Fibre Links“, IEE Electronics Letters, Vol. 28, Number 20, 1992
- [87] S. Kindt, Ch. Kurtzke, K. Petermann, Angenommen zur Veröffentlichung auf der Optical Fiber Conference (OFC) 1995,
- [88] „Stellungnahmen der Network Planner von AT&T im Rahmen von Diskussionen auf der Conference on Optical Fiber Conference (OFC) 1993“, San Jose, Kalifornien, USA
- [89] H. Ibach, H. Lüth, „Festkörperphysik“, 3. Auflage, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 1990, pp. 35-37

- [90] A. Yariv, „Quantum Electronics“, 2. Auflage John Wiley & Sons, Inc., 1975, pp. 475-489
- [91] D.A. Fishman, J.A. Nagel, „Degradations due to Stimulated Brillouin Scattering in Multigigabit Intensity-Modulated Fiber-Optic Systems“, IEEE Journal of Lightwave Technology, Vol. 11, November, 1993, pp. 1721-1728
- [92] Y. Takushima, T. Okoshi, „Instabilities of Light Intensity in an Optical Fiber in the Presence of Stimulated-Brillouin Scattering“, Proc. Conference on Optical Fiber Communication '92, Postdeadline Papers, Februar, 1992, San Jose, Kalifornien, USA, PD17
- [93] R.Y. Chiao, C.H. Townes, B.P. Stoicheff, „Stimulated Brillouin Scattering and Coherent Generation of intense Hypersonic Waves“, Physical Review Letters, Vol. 21, 1946, pp. 592
- [94] R.M. Shelby, M.D. Levenson, P.W. Bayer, Physical Review Letters, Vol. 54, 1985, pp. 939
- [95] R.M. Shelby, M.D. Levenson, P.W. Bayer, Physical Review B, Vol. 31, 1985, pp. 5244
- [96] R.G. Smith, „Optical Power Handling Capacity of low loss Optical Fibers as determined by Stimulated Raman and Brillouin Scattering“, Applied Optics, Vol. 11, 1972, pp. 2489-2494
- [97] Y. Aoki, K. Tajima, I. Mito, „Input Power Limits of Single-Mode Optical Fibers due to Stimulated Brillouin Scattering in Optical Communication Systems“, IEEE Journal of Lightwave Technology, Vol. 6, Mai, 1988, pp. 710-718
- [98] D. Cotter, „Stimulated Brillouin Scattering in Monomode Fiber“, Journal of Optical Communications, Vol. 4, 1983, pp. 10-19
- [99] K. Petermann, J. Wang, „Large Signal Analysis of FM-AM Conversion in Dispersive Optical Fibres and its Application to PCM Systems“, IEE Electronics Letters, Vol. 27, Dezember, 1991, pp. 259-260
- [100] T. Sugie, „Transmission Limitations of CPFSK coherent lightwave Systems due to Stimulated-Brillouin Scattering in Optical Fiber“, IEEE Journal of Lightwave Technology, September, 1991, pp. 1145-1155
- [101] E. Lichtman, „Nonlinear Interactions of Modulated Light Waves in Single-Mode Fibers“, Dissertation am Weizmann Institute of Science, Rehovot, Israel, 1990



- [102] E. Bolchove, E. Carvalho, „FM-AM conversion by material dispersion in an optical fibre“, Optics Letters, Vol. 6, 1981, pp. 58-60
- [103] E. Bolchove, E. Carvalho, „Conversion of a wideband FM-Modulated Signal to AM through dispersion in an optical fibre“, Optics Letters, Vol. 7, 1982
- [104] B. Wedding, „New Method For Optical Transmission Beyond Dispersion Limit“, Proc. European Conference on Optical Communication '92, September, 1992, TuA5.3, pp. 153-156
- [105] J. Johann, „Modulationsverfahren“, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, Bundesrepublik Deutschland, 1992
- [106] E. Voges, „Hochfrequenztechnik, Band 2: Leistungsröhren, Antennen und Funkübertragung, Funk- und Radartechnik“, Hüthig Verlag, Heidelberg, 1987
- [107] L. J. Cimini, „Optical equalization to combat effects of laser chirp and fiber dispersion on high-speed long-haul links“, IEEE Journal of Lightwave Technology, Mai, 1990, pp. 649-659
- [108] M. Nakao, M. Sharma, M. Sugawara, H. Ibe, T. Tamura, T. Ozeki, „Chromatic Dispersion Penalty Improvement over 10 dB using a birefringent Crystal Based Equalizer for 10 Gbit/s Optical Transmission“, Proc. European Conference on Optical Communication '93, September, 1993, We15, pp. 469-472
- [109] K. Takiguchi, K. Okamoto, S. Suzuki, Y. Ohmori, „Planar Lightwave Circuit Optical Dispersion Equalizer“, Proc. European Conference on Optical Communication '93, Postdeadline Papers, September, 1993, ThC12.9, pp. 33-36
- [110] S. Diwali, G.S. Pandian, „Pulse Response of a Fiber Dispersion Equalizing Scheme Based on Optical Resonator“, IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 8, August, 1992, pp. 942-945
- [111] C. Poole, „Dispersion Compensation for Lightwave Systems“, Proc. Conference on Optical Fiber Communication '94, Tutorial Sessions, Februar, 1994, San Jose, Kalifornien, USA, ThJ, pp. 123-144
- [112] C. Lin, H. Kogelnik, L.G. Cohen, „Optical-Pulse Equalization of low-dispersion transmission in single-mode Fibers in the 1.3-1.7  $\mu\text{m}$  spectral region“, Optics Letters, Vol. 5, November, 1980, pp. 476-478
- [113] A. Urano, H. Kanamori, M. Nishimura, M. Shigematsu, K. Nakazato, T. Kasiwada, Proc. Optoelectronics Conference '92, Technical Digest, 1992, 15CI-5

- [114] C. Poole, „Optical Fiber-Based Dispersion Compensation Techniques“, Proc. Conference on Optical Fiber Communication '94, Technical Digest, Februar, 1993, San Jose, Kalifornien, USA, ThJ1, pp. 202-203
- [115] D.M. Bloom, G.C. Bjorklund, Applied Physics Letters, Vol. 31, 1977, pp. 592
- [116] A. Yariv, D. Fekete, D.M. Pepper, Optics Letters, Vol. 4, 1979, pp. 52-54
- [117] M.C. Tatham, Sherlock, L.D. Westbrook, „Compensation of Fibre Chromatic Dispersion by Mid-Way Spectral Inversion in a Semiconductor Laser Amplifier“, Proc. European Conference on Optical Communication '93, Postdeadline Papers, September, 1993, ThP12.3, pp. 61-64
- [118] K. Inoue, M. Yoshino, F. Kano, „Polarisation insensitive wavelength conversion using a light injected DFB-LD with a loop configuration“, IEE Electronics Letters, Vol. 30, März, 1994, pp. 438-439
- [119] R.M. Jopson, R.E. Tench, „Polarisation-independent phase conjugation of lightwave signals“, IEE Electronics Letters, Vol. 29, Dezember, 1993, pp. 2216-2217
- [120] T. Saito, N. Henmi, S. Fujita, M. Yamaguchi, M. Shikada, „Prechirp Technique for Dispersion Compensation for a High-Speed Long-Span Transmission“, IEEE Photonics Technology Letters, Januar, 1991, pp. 74-76
- [121] B. Wedding, B. Franz, B. Junginger, „Dispersion Supported Transmission at 10 Gbit/s via up to 253 km of standard single mode fibre“, Proc. European Conference on Optical Communication '93, September, 1993, Montreux, Schweiz
- [122] K. Iwashita, N. Takachio, „Chromatic Dispersion Compensation in Coherent Optical Communications“, IEEE Journal of Lightwave Technology, März, 1990, pp. 367-375
- [123] J.H. Winters, S. Kasturia, „Adaptive Nonlinear Cancellation for High-Speed Fiber-Optic Systems“, IEEE Journal of Lightwave Technology, Juli, 1992, pp. 971-977
- [124] A.H. Gnauck, C.R. Giles, L.J. Cimini, J. Stone, L.W. Stulz, S.K. Korotky, J.J. Velska, „8-Gbit/s-130 km Transmission Experiment Using Er-Doped Fiber Preamplifier and Optical Dispersion Equalization“, IEEE Photonics Technology Letters, Dezember, 1991, pp. 1147-1149
- [125] C.D. Poole, J.M. Wiesenfeld, R. McCormick, K.T. Nelson, „Broadband Dispersion Compensation by using Higher-Order Spatial Mode in a Two-Mode Fiber“, Optics Letters, Juli, 1992, pp. 985-987



- [126] A.D. Ellis, D.M. Spirit, „Unrepeated Transmission over 80 km standard fiber at 40 Gbit/s“, IEE Electronics Letters, Januar, 1994, pp. 72-73
- [127] A.H. Gnauck, R.M. Jopson, R.M. Derosier, „10-Gbit/s 360-km transmission over dispersive fiber using midsystem spectral inversion“, IEEE Photonics Technology Letters, Juni, 1993, pp. 663-666
- [128] X.P. Mao, R.W. Tkach, A.R. Chraplyvy, R.M. Jopson, R.M. Derosier, „Stimulated Brillouin Threshold Dependence on Fiber Type and Uniformity“, IEEE Photonics Technology Letters, Januar, 1992, pp. 66-69
- [129] B. Wedding, B. Franz, B. Junginger, B. Clesca, P. Pousselet, „Repeaterless Optical Transmission at 10 Gbit/s via 182 km of Standard singlemode fibre using a high power booster amplifier“, IEE Electronics Letters, Vol. 29, August, 1993, pp. 1498-1500
- [130] D. Marcuse, „Single-Channel Operation in Very Long Nonlinear Fibers with Optical Amplifiers at zero dispersion“, IEEE Journal of Lightwave Technology, Vol. 9, März, 1991, pp. 356-361
- [131] K.C. Byron, M.A. Bedgood, A. Finney, C. McGauran, S. Savoy, I. Watson, „Shifts in zero-dispersion wavelength due to pressure, temperature and Strain in dispersion shifted singlemode fibres“, IEE Electronics Letters, Vol. 28, August, 1992, pp. 1712-1714
- [132] N. Kuwaki, M. Ohashi, „Evaluation of Longitudinal Chromatic Dispersion“, IEEE Journal of Lightwave Technology, Vol. 8, Oktober, 1990, pp. 1476-1481
- [133] E. Lichtman, S.G. Evangelides, „Reduction of the Nonlinear Impairment in ultralong lightwave systems by tailoring the fiber dispersion“, IEE Electronics Letters, Vol. 30, Februar, 1994, pp. 346-348
- [134] „Private Diskussion mit Eyal Lichtman“, 1994
- [135] D. Marcuse, „An Alternative Derivation of the Gordon-Haus Effect“, IEEE Journal of Lightwave Technology, Vol. 10, Februar, 1992, pp. 273-278
- [136] W. Pieper, Ch. Kurtzke, R. Schnabel, D. Breuer, R. Ludwig, K. Petermann, H.G. Weber, „Nonlinearity-Insensitive Standard-Fiber Transmission based on Optical-Phase Conjugation in a Semiconductor-Laser Amplifier“, IEE Electronics Letters, Vol. 30, April, 1994, pp. 724-727

- [137] W. Pieper, Ch. Kurtzke, R. Schnabel, D. Breuer, R. Ludwig, K. Petermann, H.G. Weber, „Optical-Phase Conjugation in a Semiconductor-Laser Amplifier to Compensate for Fiber Nonlinearity“, Proc. Optical Amplifier Conference '94, Breckerridge, Colorado, 1994, pp.63-65
- [138] R.M. Jopson, R.E. Tench, „Polarisation-Independent Phase Conjugation of Light-wave Signals“, IEE Electronics Letters, Vol. 29, Number 25, Dezember, 1993, pp. 2216-2217
- [139] C.A. Balanis, „Antenna Theory – Analysis and Design“, Harper & Row, New York, 1982
- [140] D. Marcuse, „Theory of Dielectric Optical Waveguides“, 2. Auflage, Academics Press, Inc., 1989, Kapitel 7, pp. 280-304
- [141] C.E. Shannon, Proceedings IRE, Vol. 37, 1949, pp. 10-21
- [142] Ch. Kurtzke, A.H. Gnauck, „How to Increase Capacity beyond 200 Tbit/s·km without Solitons“, Proc. European Conference on Optical Communication '93, Post-deadline Papers, September, 1993, Montreux, Schweiz, ThC12.12, pp.45-48



# Akronymverzeichnis

Akronym	Bedeutung
AM	Amplitudenmodulation
ASK	Amplitudenumtastung
APD	Lawinenphotodiode
A.E.	Arbiträre Einheiten
BER	Bitfehlerrate
BTB	Back-to-Back
CD	Kohärente Detektion
CW	Dauerstrichsignal
DD	Direkte Detektion
DEDFA	örtlich verteilter EDFA
DPSK	differenzielle Phasenumtastung
DST	Dispersion-Supported Transmission
DIMENSION	Dispersion-Mediated Nonlinearity-Enhanced Transmission
EDFA	Erbium-dotierter Faserverstärker
FM	Frequenzmodulation
FSK	Frequenzumtastung
FOM	Figure-of-Merit
GSG	generalisierte, nichtlineare Schrödingergleichung
IM	Intensitätsmodulation
(B-)ISDN	(Breitband-) Integrated Services Digital Network
MMF	Multimodefaser
OPC	Optischer Phasenkonjugator
PM	Phasenmodulation
PSK	Phasenumtastung
PMD	Polarisationsdispersion
PSD	spektrale Leistungsdichte
SBS	Stimulierte-Brillouin-Streuung
SRS	Stimulierte-Raman-Streuung
SLA	Halbleiterlaserdiodenverstärker
SMF	Monomodefaser
SPM	Selbstphasenmodulation
SST	Soliton-Supported Transmission
XPM	Kreuzphasenmodulation
(nd-)4PM	(nicht entartete) Vier-Photonen-Mischung

# Danksagung

Herr Prof. Dr. Klaus Petermann hat es mir durch die Themendefinition ermöglicht, meine Vorstellungen von einer spezialisierten und dennoch generalisierten Dissertation zu verwirklichen. Besonders wichtig waren für mich die stete Diskussionsbereitschaft und das sehr große Vertrauen, das mir die notwendige Freiheit zur Realisierung meines Projektes gegeben hat. Von besonderer Bedeutung waren für mich auch die vielen persönlichen Gespräche. Unter der Führung einer weltweit anerkannten Persönlichkeit wie Herrn Prof. Petermann promovieren zu dürfen, hat mich mit Stolz erfüllt und mir oftmals wichtige Türen geöffnet. Dafür möchte ich ihm an dieser Stelle danken.

Auch Herrn Dr. Gross bin ich zu großem Dank verpflichtet, für das Vertrauen, das er mir mit der Vergabe des Ernst von Siemens-Stipendiums entgegengebracht hat. Als interessante und lehrreiche Abwechslung zur reinen Forschungstätigkeit habe ich stets die Einladungen zu themenübergreifenden Seminaren empfunden. Ebenfalls danken möchte ich meinen beiden Betreuern bei Siemens, Herrn Dr. Auracher und Herrn Dr. Geckeler, die stets für mich ansprechbar waren und in für mich wichtigen Zeitpunkten immer schnell gehandelt haben. Insbesondere während der Vorphase des Ernst-von-Siemens-Stipendiums wurde mir durch die zahlreichen Diskussionen ein großer Überblick über die industrierelevanten Problematiken vermittelt, der mir ermöglicht hat, meine persönlichen Vorstellungen vom pragmatischen, anwendungsnahen Forschen zu verwirklichen.

Für die sehr gute Arbeitsatmosphäre danke ich allen Kollegen bei Siemens, insbesondere Herrn Dr. Alfred Ebberg, und bei der TU Berlin. Unter letzteren möchte ich Herrn Dipl.-Ing. Martin Oelschläger besonders herausstellen, der mich in zahlreichen Gesprächen vielfach zu neuen Ideen angeregt hat. Auch Herr Dipl.-Ing. Armin Splett sei besonders erwähnt. Die fachlichen Diskussionen mit ihm hatten stets einen besonderen Reiz, was in unseren verschiedenen Betrachtungswinkeln und thematischen Schwerpunkten begründet lag. Als ein wesentliches Ergebnis entstand in Zusammenarbeit mit Herrn Splett die in Kapitel 13 durchgeführte statistische Modellierung der Mehrkanalübertragung. Desweiteren möchte ich mich bei Herrn Dipl.-Ing. Dirk Breuer bedanken, mit dem ich im letzten halben Jahr, oftmals zu nächtlicher Stunde, eine Vielzahl wichtiger Ergebnisse erarbeiten und veröffentlichen konnte. Für die hilfreiche Unterstützung bei der Berechnung der dreidimensionalen Grafiken danke ich Herrn Dipl.-Ing. Carsten Kostrzewa und seinem Apple Powerbook. Schließlich möchte ich Herrn Dipl.-Ing. Thomas Meier besonders erwähnen.

Seitens des Heinrich-Hertz-Institutes für Nachrichtentechnik (HHI) möchte ich Herrn Dipl.-Ing. Ronald Schnabel und Dipl.-Ing. Wilhelm Pieper für die überaus gute Zusammenarbeit danken. Besonders hervorgehoben sei Herr Dr. Reinhold Ludwig, dessen außerordentliche fachliche Kompetenz mich in zahlreichen Gesprächen begeisterte.



In besonderer Erinnerung wird mir der Aufenthalt in den USA bei den AT&T Bell Laboratories bleiben. Herr Dr. Tingye Li (Leiter der Abteilung *Lightwave Research*) hat mich alltäglich davon überzeugt, daß kooperatives Management und pragmatische, industriennahe Forschung nicht bloße theoretische Begriffe oder rhetorische Schlagworte bilden, sondern tatsächlich "lebbar" sind und durch den resultierenden persönlichen Einsatz der Mitarbeiter zu herausragenden wirtschaftlichen Erfolgen führen können. Durch humanes, sensitives Führen mit ökonomischer Ausrichtung hat er Forschung hoher Qualität erzielt und seine Kunden ständig "auf's Neue verzückt". Seine persönliche Freundschaft und sein Einsatz für meine Person, bei internationalen Kongressen wie auch im Hause AT&T, hat mich nicht nur in meiner menschlichen Entwicklung entscheidend geprägt, sondern mir auch ermöglicht, augenscheinlich große Barrieren mit Leichtigkeit zu durchtunneln.

Entscheidend geprägt hat mich auch die Zusammenarbeit mit Herrn Dr. Dieter Marcuse, der wohl größten Persönlichkeit auf dem Bereich der Forschung zur optischen Nachrichtentechnik. Die herausfordernden fachlichen Diskussionen und das Interesse an meiner Tätigkeit haben mich ermutigt, tief in die jeweiligen Problemstellungen einzudringen. Besonders danken möchte ich auch seiner Frau Haide Marcuse, die mich in New Jersey durch die überaus gute Verpflegung mehrmals vom sicheren Hungertod bewahrt hat.

Danken möchte ich auch meinem unmittelbaren Kollegen bei AT&T Bell Laboratories, Herrn Dr. Alan Gnauck. Durch *Synergy at work* haben wir in überaus kurzer Zeit mehrere, nicht nur fachlich sondern auch wirtschaftlich wichtige Ergebnisse erzielen können. Auch Herrn Dr. Robert Tkach und Herrn Dr. Andrew Chraplyvy möchte ich dankend erwähnen, die mich insbesondere im Anfangsstadium meines Besuches durch zahlreiche Diskussionen zu neuen Ideen geführt haben und mich darüber hinaus durch persönliche Gespräche zu neuen Konzepten der Mitarbeiterführung und des Teammanagements inspiriert haben. Schließlich möchte ich noch Herrn Dr. Randy Giles und Herrn Dr. Eyal Lichtman besonders hervorheben.

Abschließend danke ich Herrn Dr. rer.-nat. H.G. Weber, daß er sich bereiterklärt hat, die große Arbeit der Begutachtung des vorliegenden Machwerks auf sich zu nehmen. Ferner möchte ich Herrn Prof. Dr. P. Noll für die Übernahme des Vorsitzes danken.

All den genannten und den vielen ungenannten, dennoch nicht minder wichtigen Kollegen wünsche ich viel Erfolg für die Zukunft.

# Übersicht der Veröffentlichungen

## In internationalen Fachzeitschriften

1. Jochen Helms, Christian Kurtzke, Klaus Petermann: *External Feedback Requirements for Coherent Optical Communication Systems*, Journal of Lightwave Technology, Vol. 10, August 1992, pp. 1137-1141
2. Christian Kurtzke: *Suppression of Fiber Nonlinearities by appropriate Dispersion Management*, Photonics Technology Letters, Vol. 5, October 1993, pp. 1250-1253
3. Christian Kurtzke und Alan Gnauck: *The Operating Principle of in-line amplified Dispersion-Supported Transmission*, Electronics Letters, Vol. 29, 1993, pp. 1969-1971
4. W. Pieper, Ch. Kurtzke, R. Schnabel, D. Breuer, R. Ludwig, K. Petermann und H.G. Weber: *Nonlinearity Insensitive Standard-Fiber Transmission based on Optical-Phase Conjugation in a Semiconductor-Laser Amplifier*, Electronics Letters, Vol. 30, April 1994, pp. 724-727
5. Ch. Kurtzke, S. Kindt und K. Petermann: *Impact of Non-Vanishing Residual-Amplitude Modulation on the Performance of Dispersion-Supported and Dispersion-Mediated Nonlinearity-Enhanced Transmission*, Electronics Letters

## Auf internationalen Kongressen

1. Christian Kurtzke, Jochen Helms, Klaus Petermann: *External Optical Feedback Impact on Coherent Optical Receiver Design*, Proceedings on European Conference on Optical Communication ECOC 1992, Berlin, Deutschland, Tu P1.21, pp. 305-308
2. Christian Kurtzke und Klaus Petermann: *Impact of Fiber Four-Photon Mixing on the Design of N-Channel Megameter Optical Communication Systems*, Proceedings on Conference on Optical Fiber Communications and Conference on Integrated Optics in Optical Communication OFC/IOOC 1993, San Jose, USA, pp. 251-252
3. Christian Kurtzke und Dietrich Marcuse: *Interplay between Dispersion and Self-Phase Modulation*, Proceedings on LEOS Topical Meeting on Impact of Fiber Nonlinearities on Lightwave Systems 1993, Santa Barbara, USA, pp. 39-40



4. Armin Splett, Christian Kurtzke, Klaus Petermann: *Ultimate Transmission Capacity of Amplified Optical Fiber Communication Systems taking into account Fiber Nonlinearities*, Proceedings on European Conference on Optical Communications ECOC 1993, Montreux, Schweiz
5. Christian Kurtzke und Alan Gnauck: *How to Increase Capacity beyond 200 Tbit/s·km without Solitons*, Proceedings on European Conference on Optical Communications ECOC 1993, Montreux, Schweiz, Th C12.12, pp. 45-47
6. Christian Kurtzke und Alan Gnauck: *Role of Fiber Nonlinearities in Dispersion-Supported Transmission*, Proceedings on Conference on Optical Fiber Communications OFC 1994, San Jose, USA, FG3, pp. 311-312
7. W. Pieper, Ch. Kurtzke, R. Schnabel, D. Breuer, R. Ludwig, K. Petermann und H.G. Weber: *Optical-Phase Conjugation in a Semiconductor-Laser Amplifier to compensate for Fiber Nonlinearity*, Proceedings on Conference on Optical Amplifier Conference 1994, Breckeridge, Colorado, USA, ThA5, pp. 63-65
8. W. Pieper, Ch. Kurtzke, R. Schnabel, D. Breuer, R. Ludwig, K. Petermann und H.G. Weber: *Nonlinearity Insensitive Standard-Fiber Transmission based on Optical-Phase Conjugation in a Semiconductor-Laser Amplifier*, angenommen zur Veröffentlichung auf der European Conference on Optical Communications ECOC 1994, Florenz, Italien
9. Christian Kurtzke und Dirk Breuer: *Design of Nonlinearity-Supported High-Capacity Intercity Communication Systems over Standard Single-Mode Fiber*, angenommen zur Veröffentlichung auf der European Conference on Optical Communications ECOC 1994, Florenz, Italien

### Vorträge auf Einladung (Invited Talks)

1. Christian Kurtzke: *Optical-Phase Conjugation – A new approach to Future High-Capacity Optical Communication Systems*, IEE High-Capacity Optical Communications-Meeting, Mai 1994, London, England, pp. 8/1-8/6
2. Christian Kurtzke: *Graceful Growth in Optical Transmission Systems*, IEEE LEOS Annual Meeting 1994, Boston, USA, OC3.2, pp. 8/1-8/6
3. Sowie weitere Seminarvorträge an der Technischen Universität Berlin, dem Heinrich-Hertz-Institut für Nachrichtentechnik Berlin GmbH und AT&T Bell Laboratories

## Noch nicht erschienene Veröffentlichungen

1. Christian Kurtzke und Dietrich Marcuse: *Deformation of Optical Pulses Propagating in Nonlinear Dispersive Fibers*, angenommen zur Veröffentlichung in Journal of Lightwave Technology
2. Stefan Kindt und Christian Kurtzke: *Design Guidelines for High-Capacity Standard-Fiber Intercity Communication Systems based on Dispersion-Mediated Nonlinearity-Enhanced Transmission*, eingereicht zur Veröffentlichung in Journal of Optical Communications
3. Christian Kurtzke und Dirk Breuer: *Design Guidelines for High-Capacity Standard-Fiber Intercity Communication Systems based on Optical-Phase Conjugation*, eingereicht zur Veröffentlichung in Journal of Optical Communications
4. Ch. Kurtzke, S. Kindt und K. Petermann: *Design and Performance of Single- and Multi-Channel Dispersion-Mediated Nonlinearity-Enhanced Transmission Systems*, eingereicht zur Veröffentlichung auf der Optical Fiber Conference (OFC) 1995 in San Diego, USA

## Angemeldete Patente

1. Christian Kurtzke und Alan Gnauck: *Patent Submission No. 106824: Ultra-High Capacity Non-Soliton Optical Transmission Using Optical Phase Conjugation*, am 10. September 1993 zum Patent angemeldet bei United States Patent and Trademark Office.
2. Christian Kurtzke und Jay Wiesenfeld: *Patent Submission No. 106852: Polarization-Insensitive Optical Four-Photon Mixer*, am 10. September 1993 zum Patent angemeldet bei United States Patent and Trademark Office.
3. Christian Kurtzke und Alan Gnauck: *Patent Submission No. 106803: Optical Communication Using Dispersion-Induced FM to AM Conversion with Nonlinearity-Induced Stabilisation*, am 10. September 1993 zum Patent angemeldet bei United States Patent and Trademark Office.



